

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

---

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

2 (51)

1983

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д.КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора **Л.Н.УСАЧЕВ**

П.П.Благоволин, В.П. Вертебный, В.Я. Головня, Ю.С. Замятин, Ю.А. Казанский,  
С.С. Коваленко, В.Е. Колесов, В.А. Коншин, Б.Д. Кузьминов, В.Н. Манохин,  
В.И.Матвеев, В.И. Мостовой, Г.В. Мурадян, М.Н. Николаев, Э.Е. Петров,  
Ю.П. Попов, Г.Я. Труханов, О.А. Сальников, С.И. Сухоручкин, Г.Е. Шаталов,  
Г.Б. Яньков, Г.Б. Ярына, М.С. Юткевич

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА  
И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора А.Г. ЗЕЛЕНКОВ

Б.Я. Гужовский, П.П. Дмитриев, Б.С. Ишханов, Е.Г. Копанец, Ю.В. Сергеев,  
Ю.В.Хольнов, Н.П. Чижова, Ф.Е. Чукреев

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Ф. ТРОЯНОВ

И.А. Архангельский, П.П. Благоволин, А.И. Воропаев, А.Ю. Гагаринский,  
Т.В. Голашвили, Л.В. Диев, В.П. Жарков, С.М. Зарицкий, Ю.А. Казанский,  
Е.П. Кунегин, А.А. Лукьянов, В.Ф. Любченко, В.Г. Мадеев, В.И. Матвеев,  
В.А. Наумов, М.Н. Николаев, Р.В. Никольский, Г.Б. Померанцев,  
Л.В. Точеный, В.В. Хромов, О.В. Шведов

Ответственный секретарь Д.А. КАРДАШЕВ



Физико-энергетический институт (ФЭИ), 1983

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

## Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 2(51)

### НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Москва ЦНИИАтоминформ 1983

#### СОДЕРЖАНИЕ

##### Нейтронные константы и параметры

- Грудзевич О.Т., Давлетшин А.Н., Тшунков А.О., Тихонов С.В.,  
Толстиков В.А., Тужиков В.В., Шерман Л.Е.  
Сечения радиационного захвата нейтронов ядрами  $^{236}\text{U}$  в интервале  
энергий 0,15–1,1 МэВ \_\_\_\_\_ 3
- Кобылин В.А., Морозовский Г.Б.  
Тестирование резонансных параметров  $^{239}\text{Pu}$  в области энергий 4–50 эВ \_\_\_\_\_ 15
- Лайтан А., Кечкемети Й., Шафар Й., Хорани М., Клуче Д., Дьяченко П.П.,  
Пиксайкин В.М.  
Спектры мгновенных нейтронов в диапазоне энергий  $10 \text{ кэВ} < E_n < 3 \text{ МэВ}$   
при делении  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{233}\text{U}$  тепловыми нейтронами \_\_\_\_\_ 22
- Адель-Сауди М., Фёрч Г., Миттаг Э., Шмидт Д., Зелигер Д., Штрайль Т.,  
Ловчикова Г.Н., Труфанов А.М.  
Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов  
с энергией 10 МэВ на  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$  и  $^{32}\text{S}$  \_\_\_\_\_ 25
- Алметов Б.З., Кампов Д.К., Кадыкенов М.М., Конкс В.А., Коспанов Н.К.  
Измерение полных сечений взаимодействия ультрахолодных нейтронов  
с некоторыми газами \_\_\_\_\_ 28
- Кравченко И.В., Крицков А.С.  
Исследование влияния неопределенностей в оцененных ядерных данных  
на точность расчета среднего сечения смеси продуктов деления \_\_\_\_\_ 31
- Вертман Б.Г.  
Оптимизация блоков регистрации запаздывающих нейтронов для установки  
активационного анализа на уран и торий \_\_\_\_\_ 37
- Константы и параметры структуры ядра и ядерных реакций
- Овечкин В.В., Чесалин В.Н., Шабуря И.А.  
Гамма-излучение  $^{238}\text{Pu}$  \_\_\_\_\_ 39

Адьясевич Б.П., Антоненко В.Г. Угловые и энергетические зависимости анализирующих способностей зеркаль- ных ядерных реакций ${}^2\text{H}(\text{d}, \text{p}){}^3\text{H}$ и ${}^2\text{H}(\text{d}, \text{n}){}^3\text{He}$ при низких энергиях до 0,5 МэВ	41
Дмитриев П.П. Систематика выходов ядерных реакций для толстой мишени при энергии про- тонов 22 МэВ	57
Звенигородский А.Г., Агуреев В.А., Дунаев И.Б., Дунаева С.А., Ломтев Г.А., Матвей В.Н., Шаповалов А.Ф. Аппаратно-программный комплекс для работы по оценке ядерно-физических констант	61
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Междуна- родной системе СИИДА	68

Редактор Г.В.Зубова  
Технический редактор С.И.Халиллулина  
Корректоры: Г.Н.Балашова, Н.С.Овсянникова

Подписано в печать 22.06.83. Т-12755. Формат 60x84 1/8.  
Офсетная печать. Печ.л. 9,5. Уч.-изд.л. 8,8. Тираж 367 экз.  
Индекс 3645. II статей. Зак. тип. № 685

Отпечатано в ЦНИАтоминформе  
127434, Москва, аб/ящ 971

УДК 539.172.4

СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ  $^{236}\text{U}$   
 В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 0,15–1,1 МэВ

О.Т.Грудзевич, А.Н.Давлетшин, А.О.Типунков, С.В.Тихонов,  
 В.А.Толстиков, В.В.Тужилов, Л.Е.Шерман

THE CAPTURE CROSS-SECTION FOR  $^{236}\text{U}$  IN THE ENERGY RANGE 0,15–1,1 MeV. The experimental and theoretical investigations of the radiative capture cross-section for  $^{236}\text{U}$  in the energy region of 0,15–1,1 MeV are described in this paper. The activation method was used. The obtained results are by ~45% lower than ones measured by Barry and Stuegla.

Требования к знанию оцененного значения сечения радиационного захвата  $^{236}\text{U}$  при расчете быстрых реакторов жестки – 3% в диапазоне от нескольких килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт. Это связано с ролью  $^{236}\text{U}$  с точки зрения внешнего топливного цикла в цепочке накопления  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{236}\text{Pu}$  и  $^{232}\text{U}$  при работе быстрых и гибридных реакторов. Между тем в широкой области энергий нейтронов экспериментальных данных по сечениям захвата  $^{236}\text{U}$ , необходимых для построения надежной рекомендованной кривой, практически нет. В диапазоне энергий 0,3–3 МэВ имеются лишь недостаточно согласующиеся данные работ Д.Ступега [1] и Дж.Барри [2], выполненных в 1961 г. методом активации. Для  $E_n < 50$  кэВ недавно опубликована работа [3], проведенная методом замедления в свинце. Указанные обстоятельства и послужили причиной проведения настоящих исследований.

#### Методика измерений (основные соотношения)

Измерения сечения радиационного захвата  $^{236}\text{U}$  проведены активационным методом относительно стандартного сечения радиационного захвата  $^{197}\text{Au}$ . Облучение этих нуклидов проводили одновременно; источником нейтронов служили реакции  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$  и  $\text{T}(p,n)^3\text{He}$ .

Рассмотрим решение уравнения активации для одного из нуклидов при облучении его изотропным источником моноэнергетических нейтронов. В общем случае это решение имеет вид

$$C_\varphi \frac{\int_{t_0}^t Q(t) dt}{t_0} G \sigma_{np} N_\varphi = \frac{\lambda N_\varphi}{h} F(\lambda, t), \quad (1)$$

где  $Q(t)$  – мощность источника нейтронов, нейтр./с (в общем случае эта величина является функцией времени из-за колебаний тока пучка протонов на мишени ускорителя, "выгорания" мишени и т.п.);  $G$  – геометрический фактор (он равен доле нейтронов, попавших в объем образца из изотропного источника нейтронов единичной мощности);  $h$  – эффективность регистрации наведенной активности;  $\sigma_{np}$  – сечение реакции радиационного захвата нейтронов;  $N_\varphi$  – число ядер облучаемого нуклида в образце;  $\lambda$  – постоянная распада;  $N_p$  – число событий, зарегистрированных детектором наведенной активности;  $F(\lambda, t)$  – временной множитель, приводящий активность образца к моменту времени конца облучения:

$$F(\lambda, t) = \left\{ [1 - \exp(-\lambda t_0)] \exp(-\lambda t_n) [1 - \exp(-\lambda t_u)] \right\}^{-1},$$

где  $t_0$ ,  $t_n$ ,  $t_u$  – интервалы времени облучения, переноса и измерения наведенной активности;

$\varphi$  - поправка на непостоянство мощности источника нейтронов во времени. Этот поправочный коэффициент представляет собой отношение решений дифференциальных уравнений активации в предположении постоянства функции  $Q(t)$  во времени и функции  $Q(t)$ , произвольно зависящей от  $t$ :

$$C_{\varphi} = \frac{\lambda t_0 \int_0^{t_0} Q(t) \exp(-\lambda t) dt}{1 - \exp(-\lambda t_0) \int_0^{t_0} Q(t) dt}.$$

Введем в уравнение (I) активность образца  $A$ , приведенную к моменту времени конца облучения:

$$A = \lambda N_{\beta} F(\lambda, t) \quad (2)$$

и перепишем (I) относительно величины  $\sigma$ :

$$\sigma = \frac{A}{N_{\beta} G} \frac{1}{\eta} \frac{t_0}{C_{\varphi} \int_0^{t_0} Q(t) dt} \quad (3)$$

При одновременном облучении двух нуклидов в одном и том же потоке быстрых нейтронов получим отношение выражений вида (3) для изучаемого ( $x$ ) и эталонного ( $э$ ) нуклидов:

$$\sigma_x / \sigma_{э} = \left( \frac{A_x}{N_{\beta x} G_x} / \frac{A_{э}}{N_{\beta э} G_{э}} \right) \frac{\eta_{э}}{\eta_x} \frac{C_{\varphi э}}{C_{\varphi x}} \quad (4)$$

Для изучаемых нуклидов отношение  $C_{\varphi э} / C_{\varphi x}$  близко к единице с погрешностью, меньшей 0,1%. Пренебрегая последним множителем в (4), получим формулу для сечения радиационного захвата изучаемого нуклида:

$$\sigma_x = \sigma_{э} R_{\delta} \eta_{э} / \eta_x, \quad (5)$$

где

$$R_{\delta} = \left( \frac{A_x}{N_{\beta x} G_x} / \frac{A_{э}}{N_{\beta э} G_{э}} \right)_{\delta} \quad (6)$$

Отметим, что величины  $A_x$  и  $A_{э}$  содержат поправки на активацию рассеянными нейтронами при облучении образцов в потоке быстрых нейтронов и не являются непосредственно измеряемыми величинами. Геометрические факторы образцов  $G_x$  и  $G_{э}$  рассчитывали методом Монте-Карло с учетом всех геометрических размеров системы мишень - образец. В расчете предполагалось, что источник нейтронов имеет форму плоского диска (пятно от пучка мишени), а образец имеет форму цилиндра. Погрешность расчета составляла около 0,2%. Числа ядер в образце  $N_{\beta x}$  и  $N_{\beta э}$  определяли из соотношения  $N_{\beta} = k(N_A/A)m$ , где  $m$  - масса образца, определяемая взвешиванием, г;  $N_A$  - число Авогадро;  $A_m$  - молекулярная масса вещества образца;  $k$  - количество атомов нуклида в молекуле вещества. Основная погрешность определения числа ядер образца связана со взвешиванием вещества на аналитических весах; ее можно пренебречь по сравнению с погрешностями других величин в выражении (6). Возможные систематические погрешности из-за наличия примесей в составе образцов не превышают 0,15%.

#### Условия проведения эксперимента и процедура измерений

Облучение образцов в потоке быстрых нейтронов проводилось на электростатическом ускорителе КТ-2,5. Средний ток на мишени составлял около 30 мкА. Тритиевые мишени представляли собой молибденовые диски с адсорбентами трития в виде слоев скардия и титана, литиевые мишени - в виде слоя LiF на медной подложке.

Образцы помещали в кадмиевый контейнер толщиной 0,03 см и закрепляли под углом  $0^\circ$  к оси пучка с помощью легкого держателя. Конструкция мишенного узла и облучаемой сборки приведена на рис. 1. Нейтронный поток мониторировался BF<sub>3</sub>-счетчиком во "всеволновой" геометрии. Для каждой

энергии нейтронов проводили четыре облучения, два из которых – с утяжеленной примерно в 2 раза конструкцией мишенедержателя. Это дало возможность экспериментально измерить поправки на рассеяние нейтронов конструкцией мишенедержателя. Для некоторых энергий был измерен вклад от нейтронов, рассеянных стенами помещения. Для этого составлялся дополнительный "сандавич" из образцов, помещаемый на большом расстоянии от мишенного узла приблизительно в центре помещения. Образцы золота массой примерно 1,15 г представляли собой диски толщиной около 0,02 см и диаметром 2 см. Примесь, по паспортным данным, составляла около 0,01%.

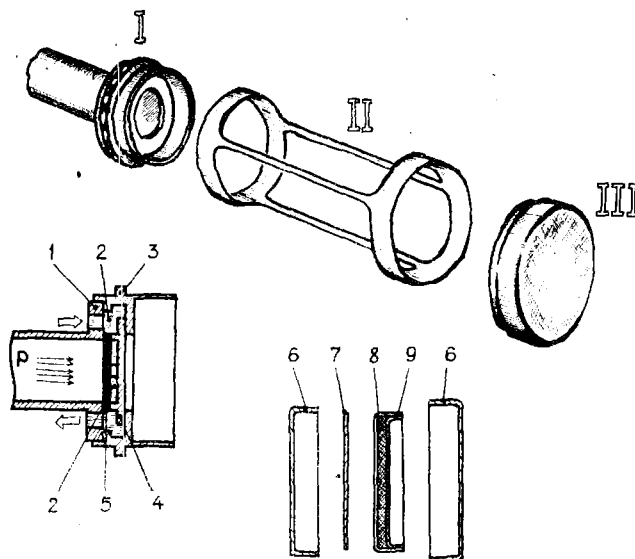


Рис. I. Устройство головной части мишенедержателя и сборки из образцов: I – головная часть мишенедержателя; II – держатель образцов (длина около 4 см); III – сборка из образцов в кадмиевом контейнере; 1 – мишенедержатель; 2 – слой охлаждающей воды (толщина 0,35 мм); 3 – прижимная головка крышки; 4 – крышка (толщина 0,6 мм); 5 – мишень; 6 – кадмиевый контейнер; 7 – образец золота; 8 – образец  $^{236}\text{U}$  (из  $\text{U}_3\text{O}_8$ ); 9 – ушатовка образца из  $^{236}\text{U}$  (нержавеющая сталь толщиной 0,1 мм)

Образцы  $^{236}\text{U}$  из порошка  $\text{U}_3\text{O}_8$  изготавливали запрессовкой в контейнер из нержавеющей стали толщиной 0,01 см 1 г материала. Внутренние размеры контейнера: толщина около 0,075 см, диаметр 2 см. Примеси составляли не более 0,15%.

Величина отношения эффективностей регистрации наведенной  $\beta$ -активности для  $^{237}\text{U}$  и  $^{198}\text{Au}$  определялась отдельно. Это отношение можно получить, используя тепловые сечения активации изучаемых нуклидов, т.е. классическую методику "двух отношений". Однако недостаточная точность, с которой известна величина теплового сечения  $^{236}\text{U}$  (5,8%), приводит к большой погрешности окончательного результата. Другая возможность определения отношения – независимые измерения величин эффективностей детектора с привлечением абсолютных методик [например, метода ( $4\pi\beta\gamma$ )-совпадений]. В проведенных измерениях использованы оба метода в целях взаимопроверки и исключения возможных систематических погрешностей.

Облучение тепловыми нейтронами проводили в графитовой призме реактора БР-I. Для облучения в кадмие использовали контейнер с толщиной стенок 0,1 см. Такая толщина выбрана на основе оптимального выделения эпитепловой компоненты в активности образца [4].

Активность золота регистрировалась по  $\beta$ -линии 411,8 кэВ  $^{198}\text{Au}$ . В качестве рабочей  $\beta$ -линии для  $^{237}\text{U}$  была выбрана линия 208 кэВ. Информация о постоянных распада этих нуклидов взята из работы [5]. Наведенная активность измерялась гамма-спектрометром с Ge(Li)-детектором объемом

70 см<sup>3</sup> с разрешением по  $\beta$ -линии 122 кэВ (<sup>57</sup>Co) около 2,3 кэВ. Регистрация спектров проводилась на анализаторе LP-4900 фирмы "Нокиа" (Финляндия). Участки спектров с рабочими линиями приведены на рис. 2. Определение площадей пиков  $N_{\beta}$  в  $\beta$ -спектрах проводилось на встроенной в анализатор микро-ЭВМ по программе ПРОБА, алгоритм которой аналогичен описанному в работе [6]. Для внесения поправки в величину  $N_{\beta}$  на просчеты и наложения импульсов использовался метод генератора. Для образцов, облученных на ускорителе, поправка не превышала 0,5%. Образцы, облученные на реакторе, перед измерением выдерживались в течение времени, достаточного для уменьшения поправки до 0,5%.

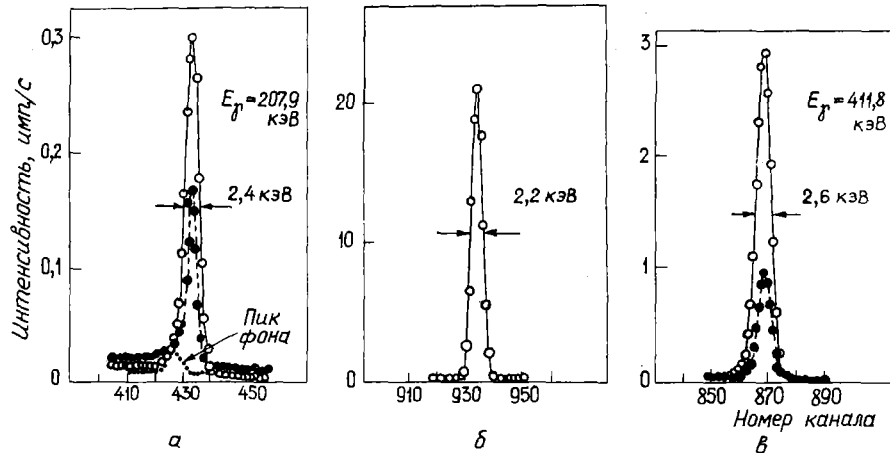


Рис.2. Участки рабочих спектров для <sup>237</sup>U (а), <sup>198</sup>Au (в) и пика генератора (б), используемые для введения поправок на просчеты и наложения (в измененном масштабе), при энергии нейтронов, кэВ: ● - I046, ○ - I66

Несколько замечаний относительно условий регистрации  $\beta$ -спектра <sup>237</sup>U. Фоновая активность самого образца довольно высока, хотя самая интенсивная низкоэнергетическая часть спектра подавлялась аппаратно и не анализировалась. В случае облучения образцов нейтронами с энергией выше порога деления <sup>236</sup>U (около 0,8 МэВ) уровень фона под пиком возрастал от вклада в  $\beta$ -спектр активности осколков. После 8-часовой выдержки уровень фона под пиком был приблизительно в два раза больше, чем при облучениях нейтронами ниже порога деления. В спектре необлученного образца в области рабочего пика наблюдалась слабая линия с энергией около 205 кэВ, принадлежащая малому количеству <sup>235</sup>U, имевшегося в составе образцов; вклад ее в определяемую площадь пика <sup>237</sup>U составлял от 1-2 до 15%. Необходимость вычитания этой линии приводит к дополнительному увеличению погрешности определения площади фотопика от <sup>237</sup>U. Измерение абсолютной активности нуклидов <sup>237</sup>U и <sup>198</sup>Au проводили на установке (4 $\pi$   $\beta$ - $\beta$ )-совпадений [7,8].

#### Отношение эффективностей регистрации для детектора $\beta$ -излучения

Рассмотрим эксперименты, связанные с определением отношения эффективностей детектора  $\beta$ -излучения.

Определение отношения эффективностей детектора через отношение тепловых сечений. В этом случае изучаемый и эталонный нуклиды облучаются в одном и том же потоке тепловых нейтронов. При этом предполагается, что величины тепловых сечений известны. В результате экспериментов этого типа вносятся поправки на вклад эпитепловых нейтронов, самоэкранирование и т.п. Нельзя облучать оба нуклида вместе (если только образцы не пренебрежимо тонкие), а это влечет за собой необходимость мониторинга.

Авторы проводили раздельное облучение образцов в одной и той же точке графитовой призмы реактора БР-I. Эталонный и изучаемый нуклиды облучали в кадмиевых контейнерах и без них. В качестве монитора использовали маленькие дополнительные образцы эталонного нуклида (<sup>197</sup>Au), разме-



щаемые в фиксированном положении относительно основных образцов на расстоянии, исключающем их влияние друг на друга. Активность насыщения облученного образца связана с потоком нейтронов (E) соотношением  $A = \eta N_{Я} \int_0^{\infty} \sigma(E) \psi(E) dE$ .

Полагая, что  $\psi(E) = W\psi(E)$ , где W - мощность реактора, запишем выражения для нормированных активностей образцов, облученных в кадмиевом контейнере и без него:

$$R = \frac{A/N_{Я}}{A_M/N_{ЯМ}} = \frac{\eta \int_0^{\infty} \sigma(E) \psi(E) dE}{\eta_M \int_0^{\infty} \sigma_M(E) \psi_M(E) dE};$$

$$[R] = \frac{[A]/N_{Я}}{[A_M]/N_{ЯМ}} = \frac{\eta \int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma(E) \psi(E) dE}{\eta_M \int_0^{\infty} \sigma_M(E) \psi_M(E) dE}.$$

Индекс "м" обозначает величины, связанные с монитором, квадратные скобки обозначают облучение в кадмиевом контейнере;  $E_{Cd}$  - нижняя граница "надкадмиевого" спектра нейтронов. Объединяя результаты измерения активностей изучаемого и эталонного образцов, облученных в кадмии и без него, получим выражение для вычисления отношения эффективностей:

$$\frac{\eta_3}{\eta_x} = \frac{\sigma_x^T}{\sigma_3^T} \frac{R_3 - [R_3]}{R_x - [R_x]} \frac{K_3}{K_x}. \quad (7)$$

При выводе этого соотношения полагалось, что спектр тепловых нейтронов соответствует распределению Максвелла, а сечения в этой области энергий подчиняются закону  $1/v$ . Поправки  $K_x, K_3$  на самоэкранирование потока тепловых нейтронов материалом образцов вычислялись по формуле [9]

$$k = \exp(\bar{\ell} \Sigma), \quad (8)$$

где  $\bar{\ell}$  - средняя длина пути нейтрона в образце;  $\Sigma$  - макроскопическое сечение активности. Средняя длина пути в образце, имеющем форму плоского диска радиусом R и толщиной h, вычислялась по формуле  $\bar{\ell} = 4V/S = \frac{2h}{1 + h/R}$ .

Для использованных нами образцов величина  $K_3/K_x = 1,239$  (погрешность 0,1%). Тепловые сечения изучаемого и эталонного изотопов были взяты из работы [10]:  $\sigma_x^T(^{236}\text{U}) = 5,2 \pm 0,3 \sigma^{\#}$  (5,8%),  $\sigma_3^T(^{197}\text{Au}) = 98,8 \pm 0,3 \sigma$  (0,3%). Измерения второго множителя в формуле (7) дали величину  $43,50 \pm 1,5\%$ . Оценка погрешности отдельного измерения равна 2,1%, ее компоненты приведены в табл. I. В этой таблице и далее в тексте приведены погрешности для 68% доверительного интервала.

Компоненты полной случайной погрешности для второго множителя в формуле (7)

Таблица I

Компоненты случайной погрешности	Облучение эталонного образца $^{197}\text{Au}$ , %		Облучение изучаемого образца $^{236}\text{U}$ , %	
	штатного	мониторного	штатного	мониторного
Измерение активности	0,97	1,11	1,01	1,0
Количество ядер в образце	0,03	0,3	0,1	0,3

$\sigma^{\#} 1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$ .

Погрешность измерения активности включает в себя погрешности, связанные с определением площади фотопика, введением поправки на просчеты и наложения импульсов в тракте амплитудного анализа, а также с приведением полученного результата к моменту времени окончания облучения. Такие измерения проводили для каждого образца несколько раз в целях уменьшения полной погрешности; в табл. 1 приведены погрешности усредненных величин. Отметим, что погрешностями, связанными с измерением вклада эпитепловых нейтронов, мы пренебрегли, так как кадимиевые отношения для обоих нуклидов достаточно велики. Результат измерения описанным методом отношения эффективностей детектора с учетом погрешностей всех входящих в правую часть выражения (7) величин равен  $\eta_3/\eta_x = 2,29 \pm 6\%$ .

Несколько замечаний относительно возможных систематических погрешностей:

1. Систематическая погрешность, связанная с определением площадей фотопиков, в данную методику входит в виде отношений, что должно частично компенсировать ее влияние.

2. Упаковка образца  $^{236}\text{U}$  в контейнер из нержавеющей стали (толщина 0,1 мм) приводит к возмущению потока тепловых нейтронов при облучении. В целях компенсации этого эффекта образцы  $^{197}\text{Au}$  облучали в аналогичных контейнерах.

3. Поправка на самоэкранирование образца, вносимая расчетным путем, справедлива для диффузионного потока тепловых нейтронов. Поток тепловых нейтронов в графитовой призме реактора БР-1 несколько отличается от изотропного, что может привести к изменению величины среднего пути теплового нейтрона  $\bar{l}$  в образце по сравнению с изотропным потоком. Для оценки изотропности потока были проведены измерения с использованием образцов  $^{197}\text{Au}$ , облучаемых как фронтально к направлению к активной зоне, так и ребром к этому направлению с сохранением расстояния от центра активной зоны до центра образца. Полученное отличие примерно в 2,7%, если его отнести только за счет изменения величины  $\bar{l}$ , свидетельствует о достаточно хорошем приближении к изотропности использованного потока тепловых нейтронов.

4. Систематическая погрешность, связанная с недоучетом поправки на депрессию потока тепловых нейтронов и на возможное отличие энергетического хода сечений от закона  $1/v$ , была оценена приближенно и может достигать  $-(3-4)\%$ . Она уточняется.

Определение отношения эффективностей детектора через абсолютные измерения эффективности для каждого нуклида. В основе абсолютных измерений эффективности детектора  $\beta$ -квантов лежат методы абсолютизации активности измеряемого нуклида. Одной из самых надежных методик измерения абсолютной активности является метод  $(4\alpha\beta-\gamma)$ -совпадений с двойной экстраполяцией. В данных измерениях метод  $(4\alpha\beta-\gamma)$ -совпадений был впервые применен для измерения абсолютной активности  $^{237}\text{U}$ .

Для определения абсолютной эффективности  $\eta_3$  ( $^{198}\text{Au}$ ) необходима активация штатного образца, применяемого для измерений сечения радиационного захвата, вместе с маленьким образцом (фольгой), соответствующим по размерам и массе требованиям методики  $(4\alpha\beta-\gamma)$ -совпадений [7]. Активация сборки из образца и фольги проводилась в центре активной зоны реактора БР-1. Благодаря "жесткому" спектру нейтронов в этом случае можно пренебречь поправками на самоэкранирование и блокировку нейтронов образцами. После облучения фольга абсолютизируется, а с большим образцом проводят измерения на Ge(Li)-детекторе, выражение для эффективности которого имеет вид

$$\eta_3 = \frac{A}{a_0} \frac{m}{M}, \quad (9)$$

где  $a_0$  - активность фольги, определенная абсолютным методом;  $m$  - масса фольги;  $M$  - масса штатного образца, для которого определяется эффективность Ge(Li)-детектора;  $A$  - активность штатного образца, измеренная Ge(Li)-детектором и приведенная к моменту времени абсолютизации фольги:

$$A = \frac{P\lambda}{T_{жк} [1 - \exp(-\lambda t_{и})] \exp(-\lambda t_{п})},$$

где  $P$  - площадь фотопика;  $T_{жк}$  - поправка на просчеты в тракте амплитудного анализа;  $t_{и}$  - интервал времени измерения;  $t_{п}$  - интервал времени, прошедший между измерениями с детектором и абсолютными измерениями фольги.

Полученное значение эффективности составило  $\eta_3 = 3,05 \cdot 10^{-2} \pm 1,5\%$ . Погрешность взвешивания штатного образца можно пренебречь, вклад остальных компонентов в погрешность приведен в табл. 2.

Подробный анализ погрешностей абсолютизации активности  $^{198}\text{Au}$  методом  $(4\pi\beta-\gamma)$ -совпадений приведен в работе [7]. Погрешность измерений активности штатного образца была получена на основе восьми измерений; для нее справедливы замечания, сделанные выше. С точки зрения наличия систематических погрешностей остается вопрос систематической погрешности в определении площади пика. Эта погрешность должна частично компенсироваться, поскольку полученный результат используется для определения отношений эффективностей детекторов.

При определении абсолютной эффективности  $\eta_x$  ( $^{237}\text{U}$ ) использовали тот же метод  $(4\pi\beta-\gamma)$ -совпадений, но вместо массового соотношения между штатным образцом и фольгой использовали объемно-массовое соотношение. Небольшое количество  $^{236}\text{U}$  (около 30 мг) облучали в потоке тепловых нейтронов и приготавливали его раствор в  $\text{HNO}_3$ . Фольгу изготовляли нанесением 0,1 мл этого раствора на металлизированную золотом тонкую органическую пленку. Штатный образец  $^{236}\text{U}$  моделировали образцом из  $^{238}\text{U}_3\text{O}_8$ , обедненным по  $^{235}\text{U}$ : в спектре  $\gamma$ -излучения  $^{238}\text{U}$  в области 208 кэВ нет близлежащих пиков, а поглощающие свойства материалов для  $\gamma$ -излучения близки. Для изготовления такого образца брали  $\text{U}_3\text{O}_8$  примерно на 20–30% больше, чем требовалось для изготовления штатного образца. Массу фиксировали, вещество растворяли и в раствор добавляли известное по объему количество раствора с  $^{237}\text{U}$ . После этого осуществляли выпаривание и прокаливанием получали соединение  $\text{U}_3\text{O}_8$ . Из него брали необходимое для изготовления штатного образца количество и упаковывали в стандартную упаковку нержавеющей стали. Активность полученного таким образом образца измеряли с помощью  $\text{Ge(Li)}$ -детектора, а фольгу абсолютизировали. Формула для определения эффективности детектора  $\eta_x$  имеет в этом случае вид

$$\eta_x = \frac{A}{a_0} \frac{V_{\text{ф}}}{V_{\text{обр}}} \frac{M_{\text{исх}}}{M}, \quad (10)$$

где  $V_{\text{ф}}$  – объем раствора, использованный для приготовления фольги;  $V_{\text{обр}}$  – объем раствора, использованный при приготовлении модели штатного образца;  $M_{\text{исх}}$  – исходная масса  $^{238}\text{U}_3\text{O}_8$ , использованная при изготовлении штатного образца.

Значение эффективности, вычисленное по результатам эксперимента, равно  $\eta_x = 1,40 \cdot 10^{-2} \pm 1,6\%$ . Погрешностями взвешивания масс в формуле (10) можно пренебречь, остальные компоненты погрешности величины  $\eta_x$  приведены в табл. 3. Таким образом, отношение эффективностей, полученное путем измерения абсолютных эффективностей, равно  $\eta_{\text{э}}/\eta_x = 2,18 \pm 2,2\%$ .

Отношения эффективностей  $\eta_{\text{э}}/\eta_x$ , измеренные двумя методами, различаясь между собой примерно на 5%, находятся в пределах перекрытия погрешностей измерений. Полученные в независимых экспериментах, они имеют существенно разную точность. Большая погрешность, с которой известно тепловое сечение активации  $^{236}\text{U}$ , снижает ценность первого результата, однако его значение для проверки определения сечения захвата методом отношений существенно. Подробный анализ методики, по которой получен второй результат, не обнаружил возможных источников значительной систематической погрешности, а полная статистическая погрешность существенно меньше. Эти факты заставляют принять значения отношения эффективностей, измеренных через абсолютные эффективности, в качестве окончательного результата для получения значений сечения радиационного захвата  $^{236}\text{U}$ .

Таблица 2

Компоненты полной случайной погрешности при измерении эффективности  $\text{Ge(Li)}$ -детектора для  $^{198}\text{Au}$

Компоненты случайной погрешности	Погрешность, %
Взвешивание фольги	0,24
Абсолютизация фольги методом $(4\pi\beta-\gamma)$ -совпадений	1,44
Измерение активности штатного образца	0,25

Таблица 3

Компоненты полной случайной погрешности при измерении эффективности  $\text{Ge(Li)}$ -детектора для  $^{237}\text{U}$

Компоненты случайной погрешности	Погрешность, %
Активность фольги [установка $(4\pi\beta-\gamma)$ -совпадений]	0,6
Объем раствора, использованного для приготовления фольги	1
Активность образца [ $\text{Ge(Li)}$ -детектор ]	0,4
Объем раствора, использованного для приготовления образца	1

Поправка на фоновые активности образцов,  
наведенные рассеянными нейтронами

Целью эксперимента по облучению образца нейтронами со средней энергией  $E_n$  является определение активности образца  $A_0$ , наведенной нейтронами, попавшими в образец непосредственно из источника [в формуле (2) она обозначена  $A$ ]. Так как образец одновременно облучается нейтронами, рассеянными на различных элементах конструкции, происходит дополнительная активация образцов, которая различна для образцов из разных материалов. Измеренную активность облученного образца можно представить в виде  $A = A_0 + \sum_{i=1}^7 A_i$ , где  $A_i$  - фоновые активности, наведенные нейтронами

из различных источников. Значениям индекса  $i$  соответствуют следующие источники нейтронов: 1 - стены помещения; 2 - облучаемый образец; 3 - контейнер образца; 4 - мишенедержатель; 5 - неізотропность источника нейтронов; 6 - держатель образца; 7 - одновременно облучаемый другой образец. Активность  $A_0$  вычисляется по формуле

$$A_0 = A A_{\gamma} \quad (II)$$

Рассмотрим процедуру вычисления  $A_{\gamma}$  - фоновой поправки в активность образца, которая состоит из отдельных поправок на различные фоновые активности. Подобная методика измерения сечений была использована в наших прежних работах. Поэтому для вычисления фоновых активностей были привлечены экспериментальные данные, полученные авторами ранее [II]. Поправки определяются в виде относительных величин. Знак  $\Delta$  используется для поправок, определенных относительно экспериментально измеренной активности  $A$ , а знак  $\delta$  - относительно искомой активности  $A_0$ .

На основе имеющейся экспериментальной информации большинство поправок может быть вычислено в виде относительных фоновых активностей:  $\Delta A_i = A_i/A$ . Используя эти данные, можно определить поправку  $A_{\gamma 1} = 1 - \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq 2}}^6 \Delta A_i$  и активность

$$A^* = A \left( 1 - \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq 2}}^6 \Delta A_i \right) = A_0 + A_2 + A_7 \quad (I2)$$

Две поправки были определены расчетным путем: поправка

$$\delta A_2 = A_2/A_0 \quad (I3)$$

была определена численным интегрированием [I2], а поправка

$$\delta A_7 = A_7/A_0 \quad (I4)$$

вычислена методом Монте-Карло [I3]. Обе поправки были рассчитаны для случая плоскопараллельного потока нейтронов.

Используя выражения (I3), (I4), вычислим величину

$$A_{\gamma 2} = (1 + \delta A_2 + \delta A_7) \quad (I5)$$

Используя выражения (II), (I2), (I5), получим величину фоновой поправки

$$A_{\gamma} = \frac{A_{\gamma 1}}{A_{\gamma 2}} = \frac{1 - \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq 2}}^6 \Delta A_i}{1 + \delta A_2 + \delta A_7}$$

Погрешность величины  $A$  можно вычислить, используя обычные формулы переноса погрешностей для функций от случайных величин. Для величин  $\Delta A_i$  имеются оценки погрешностей, полученные при обработке проведенных экспериментов. Для величин  $\delta A_i$  оценок погрешностей пока нет; было предположено, что погрешности составляют 20%. Связь между отношением активностей  $A_x/A_y$  облученных образ-

цов из  $^{236}\text{U}$  и  $^{197}\text{Au}$  в формуле (6) и измеренными на Ge(Li)-спектрометре активностями  $A(\text{U})$  и  $A(\text{Au})$  для этих образцов в соответствии с изложенным выше имеет вид

$$\frac{A_x}{A_3} \frac{A(\text{U})A_{\gamma}(\text{U})}{A(\text{Au})A_{\gamma}(\text{Au})} = \frac{A(\text{U})}{A(\text{Au})} A_{\gamma\text{отн}} \quad (16)$$

В табл. 4 приведены результаты вычислений  $A_{\gamma\text{отн}}$  и некоторые промежуточные результаты. Смысл величин в каждом столбце ясен из обозначений, использованных в таблице. Величины  $A_{\gamma}$  для образцов урана и золота изображены на рис. 3. Характер зависимости поправок от энергии нейтронов в описываемых экспериментах подобен аналогичной зависимости, приведенной в работе [II], а абсолютные значения поправок, естественно, отличаются из-за некоторых различий в количественных характеристиках конструкций, использованных при облучении образцов.

Облучения образцов при каждой энергии нейтронов  $E_n$  были проведены с нормальным и тяжелым мишенедержателями. Поправка  $A_{\gamma\text{отн}}$  для случая тяжелого мишенедержателя вычисляется аналогично; она на 3-4% больше приведенной в табл. 4. Был проведен сравнительный анализ экспериментальных данных для поправки на мишенедержатель, полученных в данной работе и работе [II]. В результате получена оценка возможной систематической погрешности в величине  $A_{\gamma\text{отн}}$  - 1,5%, во всем диапазоне энергий. Работа по уточнению величин возможных систематических погрешностей продолжается.

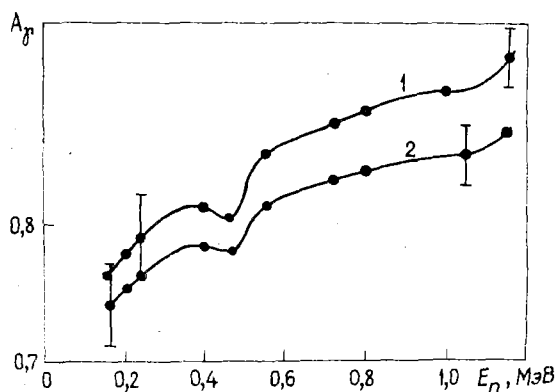


Рис.3. Поправка на рассеянные нейтроны для образцов из  $\text{U}_2\text{O}_8$  (кривая 1) и золота (кривая 2) в зависимости от энергии первичных нейтронов для нормального мишенедержателя

Таблица 4

Поправки в отношении активностей  $^{237}\text{U}$  и  $^{198}\text{Au}$  на эффект рассеянных нейтронов для нормального мишенедержателя

Энергия нейтронов, кэВ	Компоненты поправок на фоновые активности для образцов урана и золота		Поправка на фоновые активности образцов $A_{\gamma}(\text{U})$ , $A_{\gamma}(\text{Au})$	Отношение поправок $A_{\gamma\text{отн}}$
	$A_{\gamma_1}(\text{U})$ $A_{\gamma_1}(\text{Au})$	$A_{\gamma_2}(\text{U})$ $A_{\gamma_2}(\text{Au})$		
166	0,793±2,6	1,024±0,6	0,774±2,7	1,020±3,9
	0,800±2,7	1,054±0,8	0,759±2,8	
168	0,792±2,6	1,024±0,6	0,773±2,7	1,019±3,9
	0,800±2,7	1,054±0,8	0,759±2,8	
174	0,797±2,6	1,024±0,6	0,778±2,7	1,023±3,9
	0,802±2,7	1,054±0,8	0,761±2,8	
206	0,802±2,5	1,023±0,5	0,782±2,7	1,022±3,7
	0,807±2,6	1,052±0,7	0,767±2,7	
240	0,813±2,3	1,023±0,5	0,795±2,4	1,026±3,5
	0,811±2,5	1,047±0,7	0,775±2,6	
353	0,830±2,1	1,024±0,6	0,810±2,2	1,028±3,2
	0,825±2,2	1,046±0,6	0,789±2,3	
459	0,838±1,8	1,044±0,9	0,803±2,0	1,020±3,0
	0,832±2,0	1,057±0,8	0,787±2,2	
551	0,853±1,7	1,020±0,4	0,836±1,8	1,031±2,6
	0,842±1,9	1,038±0,5	0,811±2,0	

Окончание табл.4

Энергия нейтронов, кэВ	Компоненты поправок на фоновые активности для образцов урана и золота		Поправка на фоновые активности образцов $A_{\gamma}(U)$ , $A_{\gamma}(Au)$	Отношение поправок $A_{\gamma}^{ур}$
	$A_{\gamma_1}(U)$ $A_{\gamma_1}(Au)$	$A_{\gamma_2}(U)$ $A_{\gamma_2}(Au)$		
718	0,863±1,6	1,017±0,4	0,849±1,7	1,032±2,5
	0,852±1,8	1,036±0,5	0,822±1,9	
890	0,880±1,6	1,019±0,4	0,864±1,7	1,037±2,4
	0,861±1,7	1,034±0,5	0,833±1,8	
1046	0,890±1,5	1,026±0,5	0,877±1,6	1,037±2,4
	0,869±1,7	1,039±0,5	0,836±1,8	
1145	0,900±1,5	1,018±0,4	0,884±1,6	1,041±2,4
	0,876±1,7	1,033±0,5	0,848±1,8	

Примечание. Погрешности даны в процентах.

### Результаты измерений сечения радиационного захвата $^{236}\text{U}$ и их обсуждение

Измерения сечений радиационного захвата  $^{236}\text{U}$  были проведены при 12 значениях энергии нейтронов  $E_n$ . При  $E_n < 258$  кэВ источником нейтронов была реакция  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ , при  $E_n \geq 350$  кэВ - реакция  $\text{T}(p,n)^3\text{He}$ .

В табл. 5 приведены полученные после обработки результатов эксперимента значения величины  $R_B$  [см. формулу (5)]. Эти значения - средние по результатам, полученным для нормального и тяжелого мишенедержателей. Значения погрешностей получены квадратичным сложением погрешностей величин, входящих в соотношения (5) и (16). Величины эталонного сечения радиационного захвата  $^{197}\text{Au}$  и их погрешности взяты из работы [14]. Результаты для сечения  $^{236}\text{U}$ , вычисленные по формуле (5), приведены с погрешностями, полученными квадратичным сложением составляющих погрешностей. В скобках даны значения погрешностей сечения радиационного захвата  $^{236}\text{U}$  без учета погрешностей эталонного сечения.

Таблица 5

### Результаты измерений сечений радиационного захвата $^{236}\text{U}$

Энергия нейтронов $E_n \pm \Delta E$ , кэВ	Отношение активностей $^{237}\text{U}$ и $^{198}\text{Au}$ , $R_B$	Сечения радиационного захвата, мб		
		$^{197}\text{Au}$ [14]	$^{236}\text{U}$	
166±37	0,3938±3	253,1±10	217,3±10,7	(3,7)
168±35	0,3779±4,1	251,5±10	207,2±11	(4,7)
174±29	0,3778±4,1	247,1±10	203,5±11	(4,7)
206±26	0,3756±2,8	245,5±5,1	201,1±7,1	(3,6)
240±24	0,3693±2,7	234,4±6,1	188,7±7	(3,5)
353±41	0,4368±2,4	179,6±6,1	171,0±6,9	(3,3)
460±36	0,4863±2,3	142,7±6,1	151,2±6,9	(3,2)
551±50	0,5831±2,1	124,7±4,1	158,5±5,1	(3,0)
718±45	0,8162±2,2	99,0±4,1	176,1±5,1	(3,1)
891±30	0,8715±1,9	85,8±4,1	163,0±3,0	(2,9)
1046±45	0,8453±1,9	81,3±7	149,8±7,6	(2,9)
1145±40	0,7502±1,9	77,8±7	127,3±7,6	(2,9)

Примечание. Погрешности даны в процентах.

На рис. 4 изображены все имеющиеся экспериментальные данные по сечению радиационного захвата  $^{236}\text{U}$ , результаты оценок сечения захвата и деления для  $^{236}\text{U}$  [14, 15], а также результаты теоретических расчетов сечения захвата, проведенных нами. При этом отметим следующее. Во-первых, данные настоящей работы примерно на 45% ниже данных работ [1, 2]. Во-вторых, основываясь на энергетической зависимости сечения радиационного захвата  $^{236}\text{U}$ , полученной теоретически, можно утверждать, что наши данные, полученные методами активации и времени замедления в свинце [3], согласуются друг с другом. В-третьих, настоящие экспериментальные данные разумно согласуются с результатами расчетов по статистической теории ядерных реакций, проведенных по методике работы [16]. В этих расчетах влияние флуктуации нейтронных ширин эффективно учитывалось введением модифицированных коэффициентов прозрачности из работы [17]. Проведен расчет коэффициентов прозрачности с параметрами оптического потенциала из работы [18].

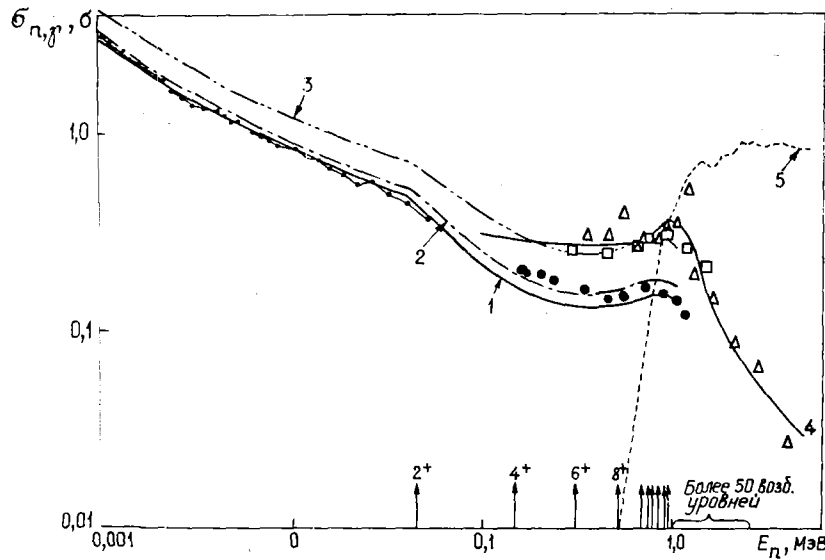


Рис. 4. Экспериментальные данные настоящей работы (●) в сравнении с данными других авторов и результатами теоретических расчетов:  $\Delta$  - [2, 1961 г.];  $\square$  - [1, 1961 г.];  $\circ$  - [3, 1982 г.]. Кривая 1 рассчитана при  $\bar{D}_{\text{набл}} = 18$  эВ; 2 - 15 эВ; 3 - 8,7 эВ. Кривые 4 и 5 - оценки ENDF/B-V для  $\sigma_{n,\gamma}$  и  $\sigma_f$   $^{236}\text{U}$  соответственно [15]

Исходные значения средних резонансных параметров  $\bar{D}_{\text{набл}} = (15 \pm 1 \text{ эВ})$  и  $\bar{\Gamma}_{\gamma\text{набл}} = (23 \pm 1,5 \text{ МэВ})$  брались из работ [12] и [20] соответственно. Отметим, что недавняя оценка  $\bar{D}_{\text{набл}}$ , проведенная Коньшиным [21] на основе работы [22], дает значение  $16,2 \pm 0,8 \text{ эВ}$ . Параметры уровней  $^{236}\text{U}$ , возбуждаемых при неупругом рассеянии, взяты из таблиц работы [23]. Плотность возбужденных уровней ядер определена по обычной модели ферми-газа [16]. При этом параметр  $a = 26,56 \text{ МэВ}^{-1}$  заимствован из работы [24], параметр "спаривания" принят равным  $-0,23 \text{ МэВ}$  [24].

Фактор  $f(\epsilon_{\gamma})$ , учитывающий рост радиационной ширины с увеличением энергии возбуждения компаунд-ядра, взят с учетом энергетической зависимости сечения фотопоглощения [16]; при этом  $\epsilon_{\gamma} = 80 A^{-1/3} \text{ МэВ}$ ,  $\Gamma_{\gamma} = 5 \text{ МэВ}$ . Параметр момента инерции принят в твердотельном представлении:  $\mathcal{I}_2 = 0,146 A^{2/3} \sqrt{a(u-\delta)}$ . При  $\bar{D}_{\text{набл}} = 16,5 \text{ эВ}$  в пределах не хуже  $\pm 15\%$  теория описывает эксперимент. Хотя вопрос о выборе адекватного значения  $\bar{D}_{\text{набл}}$  для  $^{236}\text{U}$  еще требует детального экспериментального и теоретического изучения, можно отметить, что для случая хорошего описания параметр подгонки теоретической кривой к экспериментальной  $\bar{D}/\bar{\Gamma}_{\gamma}$  находится в пределах погрешности, обусловленной погрешностями  $\bar{D}_{\text{набл}}$  и  $\bar{\Gamma}_{\gamma\text{набл}}$ . Описание экспериментальных данных [1, 2] достигается при  $\bar{D}_{\text{набл}}$ , которое в два раза меньше, чем экспериментальное. При этом теоретическая кривая существенно расходится с экспериментальными данными для  $E_n \leq 55 \text{ кэВ}$ .

Таким образом, в соответствии с теорией и экспериментальными данными в области энергий нейтронов  $E_n < 55$  кэВ настоящие данные свидетельствуют о том, что существующие оценки сечения радиационного захвата  $^{236}\text{U}$ , основанные на работах [1, 2], видимо, завышены примерно на 45% в области энергий быстрых нейтронов и нуждаются в пересмотре.

#### Список литературы

1. Stuepelia D.C., Heinrich R.R., McCould G.H. Neutron cross-section of  $^{236}\text{U}$ . *Reactor Science and Technology*.- *J.Nucl. Energy, Parts A/B*, 1961, v.15, N 4, p.200.
2. Barry J.F., Bunce J.L., Perkin J.L. The radiative capture cross-section of  $^{236}\text{U}$  for neutrons in the energy range 0,3-4,0 MeV.- *Proc. Phys. Soc.*, 1961, v.78, N 503, p.801.
3. Бергман А.А., Медведев А.Н., Самсонов А.Е. и др. Измерение сечения радиационного захвата нейтронов для  $^{236}\text{U}$  в области энергий 0,1-50 кэВ. - *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы*, 1982, вып. I(45), с. 3-7.
4. Martin D.N. Correction factors for Cd-covered foil measurements.- *Nucleonics*, 1955, v.13, N 3, p.52.
5. Lorenz A., editor; INDC(NDS)-108/N. Proposed Recommended List of Transactinium Isotopes Decay Data. Part I. Half - Lives, September 1979.
6. Philippot I.A. Automatic processing of diode spectrometry results.- *IEEE Trans.Nucl. Sci.*, 1970, v.NS-17, N 3, p.446-488.
7. Гаралов Э.Ф., Грязнов А.Н., Давлетшин А.Н. и др. Определение активности нуклида золота-198 в фольгах методом совпадений.- В кн.: *Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях (Труды 2-го Всесоюзного совещания, Москва, 14-17 октября 1974 г.)*. Т.1. М.: ЦНИИ-атоминформ, 1974, с.121.
8. Гаралов Э.Ф., Грязнов А.Н., Давлетшин и др. Методика измерения активности урана-239.- *Препринт ФЭИ-501*. Обнинск, 1974.
9. Бекурц К., Виртц К. *Нейтронная физика*. М.: Атомиздат, 1980, с.250.
10. Mughabghab S.F., Scharber D.I. *Neutron Cross-Sections. Resonance Parameters*. BNL-325, 3th ed., 1973, v.1.
11. Давлетшин А.Н., Тилунков А.О., Тихонов С.В., Толстикова В.А. Фоновые поправки при облучении образцов на электростатических ускорителях.- *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы*, 1980, вып. 3(38). с. 68-77.
12. Шорин В.С. Поправка на многократное рассеяние нейтронов в "тонких" образцах.- *Препринт ФЭИ-288*. Обнинск, 1971.
13. Андросенко П.А., Андросенко А.А. Возможности комплекса программ для моделирования нейтронно-физических экспериментов методом Монте-Карло.- *Препринт ФЭИ-1300*. Обнинск, 1982.
14. ENDF/B Summary Documentation, BNL-17541 ( ENDF-201). 3th ed., 1979.
15. Drake M., Nichols P.F. ENDF/B-V Summary Documentation, GA-8135, 1967.
16. Блохин А.И., Игнатюк А.В., Платонов В.П., Толстикова В.А. Влияние коллективных эффектов плотностей уровней на энергетическую зависимость сечений радиационного захвата быстрых нейтронов.- *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы*, 1976, вып.4, с.3-14.
17. Terel I.W., Hofman H.M., Weidenmuller H.A. Hauser-Feshbach formulas for medium and strong absorption.- *Phys. Letters*, 1974, v.49B, p.1-4.
18. Madland D.G., Young P.G. Nucleon-nucleus optical potential for the actinide region.- In: *Proceedings of an International Conference on Neutron Physics and Nuclear Data for Reactors and other Applied Purposes*. Harwell, September 1978, p.349-354.
19. Benzi V. Neutron radiative capture cross-section calculations.- In: [18], p.288-305.
20. Moore M.S. Systematic for s- and p-wave radiative capture widths for transactinium isotopes.- In: [18], p.313-318.
21. Аншинов Г.В., Коньшин В.А., Маслов В.М. Плотность уровней трансактинидов вблизи энергии связи нейтронов.- *Препринт № 2 АН БССР*. Минск, 1982.
22. Carraro G., Bruségan A.- *Nucl.Phys.*, 1976, v.A257, p.333.



23. Tables of Isotopes, 7th ed., p.1446. Edited by C. Michael Lederer and Virginia S. Shirley. Berkeley, California, 1978.
24. Dilg W., Scautl W., Wonach H., Uhl M. Level density parameters for back-shifted fermi-gas model in the mass range  $40 < A < 200$ . - Nucl. Phys., 1973, v. A217, p. 269-298.

Статья поступила в редакцию 5 апреля 1983г.

УДК 539.173.4

ТЕСТИРОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ПАРАМЕТРОВ  $^{239}\text{Pu}$   
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 4-50 эВ

В.А.К о н ь ш и н, Г.Б.М е р о г о в с к и й

TESTING THE  $^{239}\text{Pu}$  RESONANCE PARAMETERS IN THE ENERGY REGION 4 TO 50 eV. The results of testing the  $^{239}\text{Pu}$  resonance parameters in the energy region 4 to 50 eV are discussed. The transmission and self-indication measurements of total and fission cross-sections of  $^{239}\text{Pu}$  for samples of different thicknesses have been used for testing. The corrected  $^{239}\text{Pu}$  resonance parameters are given.

Проведенные в последние годы детальные измерения функций пропускания нейтронов и самоиндикации деления для некоторых толщин образцов  $^{239}\text{Pu}$  [1] дают возможность тестировки резонансных параметров  $^{239}\text{Pu}$ . Эта задача является тем более актуальной, что для  $^{239}\text{Pu}$  отсутствуют надежные микроскопические данные по пропусканию в резонансной области. Поэтому при получении оцененных резонансных параметров [2] пришлось использовать старье, имеющие почти двадцатилетнюю давность данные по полному сечению [3, 4], в которых к тому же плохо известна экспериментальная функция разрешения. Использование в анализе непосредственно экспериментальных данных по пропусканию для набора толщин образцов позволит надеяться на уменьшение неопределенностей, связанных с неточным знанием функции разрешения (только в случае очень малых толщин функция разрешения для полного сечения может быть получена из функции разрешения для пропускания), а также с существованием других возможных систематических ошибок (неточные определения толщины образцов и др.).

В качестве исходной выбрана система оцененных резонансных параметров [2], которая позволяет непротиворечиво описать имеющиеся экспериментальные данные по нейтронным сечениям в резонансной области энергий. Сделана попытка с помощью этой системы параметров наилучшим образом описать детальный ход функций пропускания и самоиндикации деления для пяти образцов  $^{239}\text{Pu}$  [1], варьируя при необходимости исходные резонансные параметры.

В работе [1] функции пропускания нейтронов измерены на пролетных базах около 1000 и 250 м, а самоиндикация деления - на базе примерно 78 м. Геометрия эксперимента такова, что рассеянием нейтронов в детектор можно было пренебречь. Измерения пропускания проводили для пяти образцов толщиной от 0,00862 ядер/б до 0,1294 ядер/б на базе 1000 м (серия 1) и для образца толщиной около 0,03 ядер/б на базе 250 м (серия 2) с существенно лучшим, чем в первой серии, разрешением. Самоиндикацию деления измеряли для трех образцов с толщинами 0,00217 - 0,0173 ядер/б. Все измерения проводили при комнатной температуре, величину примеси  $^{240}\text{Pu}$  в образцах рассчитывали исходя из хода экспериментальной кривой.

Тестировку резонансных параметров проводили в три этапа. На первом этапе осуществляли одновременную обработку функций пропускания для серии из пяти образцов, у которых значение базы в среднем равнялось  $1000 \pm 5$  м; точные величины базы и задержки рассчитывали для каждого образца исходя из принятой энергетической шкалы с привязкой к наиболее хорошо выделенным резонансам. В качестве таковой взята энергетическая шкала из работы [5], с ней практически совпадает шкала в эксперименте [6].

Расчет параметров  $\Gamma_n^0$  и  $\Gamma_a = \Gamma_f + \Gamma_n$  проводили с использованием формализма Брейта Вигнера. Учитывался вклад в рассчитываемый резонанс от 50 соседних резонансов (по 25 слева и справа от данного). Это позволило учесть вклады в последний обрабатываемый резонанс при энергии 49,7 эВ от широких резонансов при 96,49 и 100,25 эВ, причем вклад от резонанса 100,25 эВ составил 0,07 б, что указывает на достаточность количества учитываемых резонансов. Кроме того, в рассматриваемую область дают вклад 13 резонансов  $^{240}\text{Pu}$ , которые также учитывались в обработке. Резонансные параметры  $^{240}\text{Pu}$  взяты из работы [7]. Параметры  $\Gamma_n^0$  и  $\Gamma_a$  каждого резонанса варьировали в некоторых пределах, чтобы наилучшим образом описать ход кривой для всех пяти образцов:

$$T_t(E) = \int_{\Delta E} \exp[-x\sigma_t(E')]R(E, E')dE', \quad (1)$$

где  $x$  - толщина образца;  $\sigma_t(E')$  - полное сечение в данной энергетической точке (температурная зависимость учтена обычным образом через  $\psi$  и  $\chi$ -функции), зависящее от варьируемых параметров;  $R(E, E')$  - функция разрешения эксперимента. Значение сечения потенциального рассеяния было взято равным 10,35 б [2], что согласуется с данными работы [8] ( $10,30 \pm 0,15$  б) и позволяет достичь согласия сечения рассеяния в тепловой точке (7,4 б) с оценкой [9] ( $7,2 \pm 1,4$  б) при параметризации сечений в тепловой области.

Исходные значения параметров приведены в табл. I; там же даны и величины  $q\Gamma_n^0$  и  $\Gamma_a$ , полученные в результате подгонки на первом этапе (серия I). На втором этапе работы параметры из серии I были использованы в качестве исходных данных для описания хода кривой  $T_t(E)$  для образца толщиной 0,03019 ядер/б с базой 250 м, измеренного отдельно с существенно лучшим, чем в предыдущей серии, разрешением. Авторам не удалось продвинуться в область выше 50 эВ, так как уже при этой энергии расстояние между экспериментальными точками оказывается порядка полной ширины резонанса (около 0,2 - 0,3 эВ). Функция разрешения в этом эксперименте имела более сложный вид, что заметно увеличило время расчетов. Система параметров, подогнанных для описания хода  $T_t(E)$  на этом образце, также приведена в табл. I (серия 2). Затем были проведены расчеты хода  $T_t(E)$  для пяти образцов первой серии с параметрами серии 2, чтобы выяснить, какая из систем параметров лучше воспроизводит пропускания для этих пяти образцов. Необходимость такой процедуры обсудим далее. В результате расчетов выяснилось, что наилучшим является набор, объединяющий параметры обеих серий (серия 3 в табл. I).

Остановимся на некоторых методических вопросах решения поставленной задачи:

1. Оказалось невозможным объединить при обработке серии I и 2 из-за большого количества экспериментальной информации, поэтому обработка экспериментов осуществлялась раздельно.

2. Решаемая задача является типичной задачей минимизации функции нескольких переменных:

$$T_m = \sum_{k=1}^n \sum_{i=1}^N \frac{T_{\text{экс}_{k,i}} - T_{\text{расч}_{k,i}}}{\Delta T_{\text{экс}_{k,i}}} \rightarrow \min, \quad (2)$$

где  $n$  - число образцов;  $N$  - число экспериментальных точек. Выяснилось, что указанная функция имеет в области каждого резонанса (в областях изменений параметров  $\Gamma_n^0$  и  $\Gamma_a$ ) локальные минимумы, в связи с чем невозможно было применить имеющиеся методы поиска минимума функции (градиентные и пр.). Задача решалась следующим образом: задавались области изменения каждого из параметров и проводился расчет  $T_m$  для каждой пары параметров; пары строились таким образом, что каждому значению одного параметра ставились в соответствие по очереди все значения другого. Найденному таким образом минимальному значению  $T_m$  отвечала "наилучшая" пара параметров  $\Gamma_n^0$ ,  $\Gamma_a$ . Надежность нахождения глобального минимума зависит при этом от шага изменения параметров, но при достаточно мелком шаге рост времени счета становится более существенным фактором, чем получаемая точность параметров. Хотя найденный минимум может и не являться глобальным, однако он в общем случае "глубже" минимумов, которые дают градиентные и другие методы. Теперь понятно, что раздельная обработка серий I и 2 может давать разные значения параметров одних и тех же резонансов, и, более того, параметры резонансов серии 2 могут описывать резонансы серии I лучше, чем собственные параметры серии I (более глубокие локальные минимумы реализуются в этом случае в серии 2).

Сравнение резонансных параметров разных серий

Таблица I

$E_z$	$g\Gamma_n$ исх	$\Gamma_a$ исх	$g\Gamma_n$ (с.1)	$\Gamma_a$ (с.1)	$g\Gamma_n$ (с.2)	$\Gamma_a$ (с.2)	$g\Gamma_n$ (с.3)	$\Gamma_a$ (с.3)	$\Delta g\Gamma_n$ , %	$\Delta \Gamma_a$ , %	Примечание
5,9	$4,7 \cdot 10^{-3}$	3,3023	$4,7 \cdot 10^{-3}$	3,3023	$4,7 \cdot 10^{-3}$	3,3023	$4,7 \cdot 10^{-3}$	3,3023	0	0	Исх.
7,82	$5,7351 \cdot 10^{-4}$	$8,7 \cdot 10^{-2}$	$5,4413 \cdot 10^{-4}$	$8,4097 \cdot 10^{-2}$	$6,195 \cdot 10^{-4}$	$7,8788 \cdot 10^{-2}$	$5,4413 \cdot 10^{-4}$	$8,4097 \cdot 10^{-2}$	5,12	3,34	I
10,93	$1,3239 \cdot 10^{-3}$	$1,988 \cdot 10^{-1}$	$1,1969 \cdot 10^{-3}$	$1,6683 \cdot 10^{-1}$	$1,2664 \cdot 10^{-3}$	$1,4915 \cdot 10^{-1}$	$1,1969 \cdot 10^{-3}$	$1,6683 \cdot 10^{-1}$	9,59	16,08	I
11,5	$4,2527 \cdot 10^{-5}$	$5,16 \cdot 10^{-2}$	$5,898 \cdot 10^{-5}$	$1,5693 \cdot 10^{-1}$	$4,8727 \cdot 10^{-5}$	$1,5693 \cdot 10^{-1}$	$4,8727 \cdot 10^{-5}$	$1,5693 \cdot 10^{-1}$	-14,58	-204,13	2
11,89	$6,6947 \cdot 10^{-4}$	$7,6 \cdot 10^{-2}$	$5,6684 \cdot 10^{-4}$	$6,4517 \cdot 10^{-2}$	$5,7916 \cdot 10^{-4}$	$5,8065 \cdot 10^{-2}$	$5,7916 \cdot 10^{-4}$	$5,8065 \cdot 10^{-2}$	13,49	23,60	2
14,31	$4,3221 \cdot 10^{-4}$	$1,01 \cdot 10^{-1}$	$7,181 \cdot 10^{-4}$	$1,0128 \cdot 10^{-1}$	$1,0191 \cdot 10^{-3}$	$9,9652 \cdot 10^{-2}$	$7,181 \cdot 10^{-4}$	$1,0128 \cdot 10^{-1}$	-66,15	-0,28	I
14,68	$1,4198 \cdot 10^{-3}$	$6,8 \cdot 10^{-2}$	$1,4235 \cdot 10^{-3}$	$6,3153 \cdot 10^{-2}$	$2,0783 \cdot 10^{-3}$	$6,1735 \cdot 10^{-2}$	$1,4235 \cdot 10^{-3}$	$6,3153 \cdot 10^{-2}$	-0,26	7,13	I
15,46	$4,6707 \cdot 10^{-4}$	$6,989 \cdot 10^{-1}$	$4,6677 \cdot 10^{-4}$	$6,989 \cdot 10^{-1}$	$5,3288 \cdot 10^{-4}$	$6,5965 \cdot 10^{-1}$	$4,6677 \cdot 10^{-4}$	$6,989 \cdot 10^{-1}$	0,06	0	I
17,66	$1,2249 \cdot 10^{-3}$	$7,3 \cdot 10^{-2}$	$1,2228 \cdot 10^{-3}$	$7,3 \cdot 10^{-2}$	$1,4921 \cdot 10^{-3}$	$6,8818 \cdot 10^{-2}$	$1,2228 \cdot 10^{-3}$	$7,3 \cdot 10^{-2}$	0,17	0	I
22,29	$1,8573 \cdot 10^{-3}$	$1,06 \cdot 10^{-1}$	$2,0272 \cdot 10^{-3}$	$9,5687 \cdot 10^{-2}$	$2,2315 \cdot 10^{-3}$	$8,6444 \cdot 10^{-2}$	$2,0272 \cdot 10^{-3}$	$9,5687 \cdot 10^{-2}$	-9,15	9,73	I
23,94	$6,386 \cdot 10^{-5}$	$7,0 \cdot 10^{-2}$	$6,9454 \cdot 10^{-5}$	$6,3603 \cdot 10^{-2}$	$6,2508 \cdot 10^{-5}$	$5,7387 \cdot 10^{-2}$	$6,2508 \cdot 10^{-5}$	$5,7387 \cdot 10^{-2}$	2,12	18,02	2
26,24	$8,9929 \cdot 10^{-4}$	$8,2002 \cdot 10^{-2}$	$1,1277 \cdot 10^{-3}$	$8,5466 \cdot 10^{-2}$	$1,2406 \cdot 10^{-3}$	$7,718 \cdot 10^{-2}$	$1,1277 \cdot 10^{-3}$	$8,5466 \cdot 10^{-2}$	-25,4	-4,22	I
27,24	$1,0735 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^{-2}$	$1,0209 \cdot 10^{-4}$	$3,6053 \cdot 10^{-2}$	$9,1883 \cdot 10^{-2}$	$3,2494 \cdot 10^{-5}$	$9,1883 \cdot 10^{-5}$	$3,2494 \cdot 10^{-2}$	14,41	22,63	2
32,31	$1,8747 \cdot 10^{-4}$	$1,51 \cdot 10^{-1}$	$1,877 \cdot 10^{-4}$	$1,51 \cdot 10^{-1}$	$1,7645 \cdot 10^{-4}$	$1,3671 \cdot 10^{-1}$	$1,7645 \cdot 10^{-4}$	$1,3671 \cdot 10^{-1}$	5,88	9,46	2
34,6	$9,16 \cdot 10^{-6}$	$9,1 \cdot 10^{-2}$	$9,16 \cdot 10^{-6}$	$9,1 \cdot 10^{-2}$	$8,244 \cdot 10^{-6}$	$8,2195 \cdot 10^{-2}$	$8,244 \cdot 10^{-6}$	$8,2195 \cdot 10^{-2}$	10,0	9,68	2
35,5	$2,0441 \cdot 10^{-4}$	$4,7 \cdot 10^{-2}$	$2,0458 \cdot 10^{-4}$	$4,7 \cdot 10^{-2}$	$1,8413 \cdot 10^{-4}$	$4,2379 \cdot 10^{-2}$	$1,8413 \cdot 10^{-4}$	$4,2379 \cdot 10^{-2}$	9,92	9,83	2
41,42	$3,1786 \cdot 10^{-3}$	$4,8 \cdot 10^{-2}$	$3,2605 \cdot 10^{-3}$	$5,3453 \cdot 10^{-2}$	$2,9343 \cdot 10^{-3}$	$4,8006 \cdot 10^{-2}$	$2,9343 \cdot 10^{-3}$	$4,8006 \cdot 10^{-2}$	7,69	-0,01	2
41,66	$1,1150 \cdot 10^{-3}$	$1,04 \cdot 10^{-1}$	$9,3891 \cdot 10^{-4}$	$8,7968 \cdot 10^{-2}$	$9,5769 \cdot 10^{-4}$	$7,8895 \cdot 10^{-2}$	$9,5769 \cdot 10^{-4}$	$7,8895 \cdot 10^{-2}$	14,11	24,14	2
44,48	$4,7088 \cdot 10^{-3}$	$5,2 \cdot 10^{-2}$	$4,0079 \cdot 10^{-3}$	$3,9964 \cdot 10^{-2}$	$4,5706 \cdot 10^{-3}$	$3,7626 \cdot 10^{-2}$	$4,0079 \cdot 10^{-3}$	$3,9964 \cdot 10^{-2}$	14,88	23,15	I
47,6	$1,4101 \cdot 10^{-3}$	$3,06 \cdot 10^{-1}$	$1,2087 \cdot 10^{-3}$	$2,3284 \cdot 10^{-1}$	$1,3299 \cdot 10^{-3}$	$2,1149 \cdot 10^{-1}$	$1,2087 \cdot 10^{-3}$	$2,3284 \cdot 10^{-1}$	14,28	23,91	I
49,71	$1,0143 \cdot 10^{-3}$	$7,98 \cdot 10^{-1}$	$9,2004 \cdot 10^{-4}$	$8,9682 \cdot 10^{-1}$	$1,2699 \cdot 10^{-3}$	$9,2145 \cdot 10^{-1}$	$9,2004 \cdot 10^{-4}$	$8,9682 \cdot 10^{-1}$	9,29	-12,38	I

11

Таким образом, в результате выполнения первого и второго этапов работы получен набор резонансных параметров  $\{\Gamma_{n_i}^0, \Gamma_{\alpha_i}\}$ , наилучшим образом описывающий указанные выше экспериментальные данные.

Переходим к третьему этапу. В связи с тем, что функция самоиндикации деления имеет вид

$$T_f(E) = \frac{\int_{\Delta E} \sigma_f(E') \exp[-x\sigma_t(E')] R(E') dE'}{\int_{\Delta E} \sigma_f(E') R(E') dE'}, \quad (3)$$

где  $\sigma_f(E')$  – сечение деления в точке  $E'$ , а остальные величины имеют тот же смысл, что и в выражении (1), попытаемся решить задачу нахождения параметров  $\Gamma_f$  и  $\Gamma_p$  для всех рассматриваемых резонансов. Действительно, параметры  $\Gamma_n^0$  и  $\Gamma_\alpha = \Gamma_f + \Gamma_p$  уже получены, спины и резонансные энергии также известны [2]. Если теперь зафиксировать  $\Gamma_n^0$  и  $\Gamma_\alpha$  и варьировать  $\Gamma_f$  так, чтобы выполнялось условие  $\Gamma_\alpha = \Gamma_f + \Gamma_p$ , т.е. использовать только те значения  $\Gamma_f$ , которые не выводят  $\Gamma_p$  из некоторого разумного интервала (см. далее), то можно найти такие  $\Gamma_f$ , для которых реализуется условие (2). Это автоматически означало бы, что и соответствующие им величины  $\Gamma_p$  также являются наилучшими. Таким образом, эта задача в принципе не отличается от задачи, решаемой выше. Рассмотрим теперь подробно реализацию приведенного выше алгоритма.

В нашем распоряжении имелись величины  $T_f(E)$ , измеренные на трех образцах с толщинами от 0,00217 ядер/б до 0,0173 ядер/б, функция разрешения имела такой же вид, как и в серии 2, а величина разрешения примерно соответствовала серии I. Значения резонансных энергий и спинов были взяты из работы [2], величины  $\Gamma_n^0$  и  $\Gamma_\alpha$  – из табл. I (серия 3) и зафиксированы. Кроме того, исходя из физического смысла величин  $\Gamma_f$  и  $\Gamma_p$  на них были положены следующие ограничения:

- а)  $\Gamma_f \geq 0,1 \cdot 10^{-2}$  эВ; б)  $0,029$  эВ  $\leq \Gamma_p \leq 0,061$  эВ.

Варьируя величину  $\Gamma_f$  в пределах, определяемых этими условиями, и требуя выполнения условия (2), мы рассчитывали получить уточненные значения величин  $\Gamma_f$  и  $\Gamma_p$  в указанной выше энергетической области и замкнуть тем самым систему резонансных параметров. Однако выяснилось, что величина  $T_f(E)$  очень слабо чувствительна к изменениям значения  $\Gamma_f$  в пределах, определяемых условиями а) и б). В табл. 2 приведены расчеты  $T_f(E)$  в экспериментальных энергетических точках, ближайших к пикам соответствующих резонансов, при различных "наилучших" значениях  $\Gamma_f$ , полученных в результате подгонки.

В табл. 2 величины  $\Gamma_{f \text{ исх}}$  – это значения  $\Gamma_f$ , полученные из  $\Gamma_\alpha$  (см. серию 3 табл. I) в предположении, что  $\Gamma_p = 0,04$  эВ (за исключением тех случаев, когда значение  $\Gamma_p$  указано в скобках);  $\Gamma_{f \text{ исх}}$  – расчетные значения самоиндикации деления для каждого из трех образцов при данном значении  $\Gamma_{f \text{ исх}}$ ;  $\Gamma_{f_1}$  – значения  $\Gamma_f$ , полученные в результате подгонки к экспериментальным данным при условии, что формула расчета ошибок экспериментальных данных имеет тот же вид, что и в серии 2. Соответствующие этим  $\Gamma_{f_1}$  значения самоиндикации приведены в колонке  $\Gamma_{f_1}$ . Обозначение max в величине  $\Gamma_{f_1}$  указывает, что реализовалось максимально возможное значение  $\Gamma_{f_1}$ , исходя из условий а) и б), обозначение mid означает, что величина  $\Gamma_{f_1}$  находится внутри разрешенного для нее интервала. Величины  $\Gamma_{f_2}$  получены на основе подгонки при условии, что формула расчета ошибок имеет вид  $\sim 1/\sigma_t$ , где  $\sigma_t$  – полное сечение в форме Брейта – Вигнера без учета доплеровского уширения; такое задание ошибки означает, что наибольший вес имеют экспериментальные точки, лежащие ближе к пику резонанса, в отличие от предыдущей формулы, где больший вес придавался точкам в межрезонансной области.

Эти два способа задания ошибок эксперимента должны были дать существенно разные подогнанные значения  $\Gamma_f$  в связи с тем, что используемые данные по  $T_f(E)$  имеют очень большой разброс в межрезонансной области. Из табл. 2 видно, что так и случилось. Обозначение min указывает, что в результате подгонки реализовалось наименьшее возможное значение  $\Gamma_f$ . Соответствующие им значения  $T_f$  приведены в колонке для  $T_{f_2}$ . Из анализа табл. 2 видно, что максимально возможные изменения  $\Gamma_f$  практически не меняют значения  $T_f$ . Это справедливо для всех резонансов, за исключением двух: 41,42 и 44,48 эВ, имеющих большие по сравнению с другими резонансами значения  $\Gamma_n^0$ . Два способа задания ошибок эксперимента привели к тому, что значения  $\Gamma_f$  для соответствующих резонансов оказались на разных концах интервала разрешенных изменений, причем первому способу соответствовали максимальные значения  $\Gamma_f$ , что связано с большим разбросом величин  $T_f$  в межрезонансной области, а второму способу – минимальные значения, за исключением случаев очень малого числа экспериментальных точек в области резонанса (например, 49,71 эВ) и тех случаев, когда резонанс практически не выделен в ходе кривой (например, 11,5 эВ).

Значения величин  $\Gamma_f$  и  $T_f$ 

$E_2$	$\Gamma_{f_{\text{исх}}}$	$T_{f_{\text{исх}}}$	$\Gamma_{f_1}$	$T_{f_1}$	$\Gamma_{f_2}$	$T_{f_2}$
5,9	$0,3259 \cdot 10^{-1}$ ( $\Gamma_p = 0,0433$ )	0,958429 0,841212 0,707103	$0,32573 \cdot 10^{-1}$ mid ( $\Gamma_p = 0,045$ )	0,95843 0,84121 0,70710	$0,32493 \cdot 10^{-1}$ mid ( $\Gamma_p = 0,053$ )	0,95852 0,84153 0,70764
7,82	$0,44097 \cdot 10^{-1}$	$0,549949 \cdot 10^{-1}$ $0,461757 \cdot 10^{-3}$ $0,166802 \cdot 10^{-2}$	$0,55097 \cdot 10^{-1}$ max	$0,54994 \cdot 10^{-1}$ $0,46152 \cdot 10^{-3}$ $0,16658 \cdot 10^{-2}$	$0,23097 \cdot 10^{-1}$ min	$0,54964 \cdot 10^{-1}$ $0,46186 \cdot 10^{-3}$ $0,16711 \cdot 10^{-2}$
10,93	0,12683	0,101326 $0,708135 \cdot 10^{-4}$ $0,17588 \cdot 10^{-1}$	0,13783 max	0,10133 $0,70814 \cdot 10^{-4}$ $0,17589 \cdot 10^{-1}$	0,10583 min	0,10133 $0,70818 \cdot 10^{-4}$ $0,17591 \cdot 10^{-1}$
11,50	0,11693	0,769656 0,349154 0,128638	0,12793 max	0,76973 0,34931 0,12871	0,12793 max	0,76952 0,34883 0,12850
11,89	$0,18065 \cdot 10^{-1}$	0,244768 $0,941047 \cdot 10^{-2}$ $0,232773 \cdot 10^{-4}$	$0,29065 \cdot 10^{-1}$ max	0,24379 $0,92677 \cdot 10^{-2}$ $0,22959 \cdot 10^{-4}$	$0,1 \cdot 10^{-2}$ min	0,26350 $0,11995 \cdot 10^{-1}$ $0,31023 \cdot 10^{-4}$
14,31	$0,6128 \cdot 10^{-1}$	0,171693 $0,251627 \cdot 10^{-2}$ $0,19896 \cdot 10^{-5}$	$0,7228 \cdot 10^{-1}$ max	0,17173 $0,25156 \cdot 10^{-2}$ $0,1992 \cdot 10^{-5}$	$0,4028 \cdot 10^{-1}$ min	0,16687 $0,23404 \cdot 10^{-2}$ $0,13645 \cdot 10^{-5}$
14,68	$0,23153 \cdot 10^{-1}$	$0,231161 \cdot 10^{-1}$ $0,526177 \cdot 10^{-5}$ $0,27261 \cdot 10^{-8}$	$0,34153 \cdot 10^{-1}$ max	$0,23074 \cdot 10^{-1}$ $0,51524 \cdot 10^{-5}$ $0,26906 \cdot 10^{-8}$	$0,2153 \cdot 10^{-2}$ min	$0,23828 \cdot 10^{-1}$ $0,73311 \cdot 10^{-5}$ $0,34651 \cdot 10^{-8}$
15,46	0,6489 ( $\Gamma_p = 0,05$ )	0,747786 0,31475 $0,98756 \cdot 10^{-1}$	0,6699 max	0,74779 0,31475 $0,98757 \cdot 10^{-1}$	0,6699 max	0,74779 0,31475 $0,98756 \cdot 10^{-1}$
17,66	$0,3240 \cdot 10^{-1}$	0,127753 $0,26804 \cdot 10^{-3}$ $0,617167 \cdot 10^{-3}$	$0,440 \cdot 10^{-1}$ max	0,12772 $0,26775 \cdot 10^{-3}$ $0,61329 \cdot 10^{-3}$	$0,120 \cdot 10^{-1}$ min	0,12799 $0,26989 \cdot 10^{-3}$ $0,64181 \cdot 10^{-3}$
22,29	$0,55687 \cdot 10^{-1}$	$0,849106 \cdot 10^{-1}$ $0,612462 \cdot 10^{-3}$ $0,115982 \cdot 10^{-3}$	$0,66687 \cdot 10^{-1}$ max	$0,84905 \cdot 10^{-1}$ $0,61223 \cdot 10^{-3}$ $0,11590 \cdot 10^{-3}$	$0,34687 \cdot 10^{-2}$ min	$0,84931 \cdot 10^{-1}$ $0,61334 \cdot 10^{-3}$ $0,11630 \cdot 10^{-3}$

$E_z$	$\Gamma_{f_{исх}}$	$T_{f_{исх}}$	$\Gamma_{f_1}$	$T_{f_1}$	$\Gamma_{f_2}$	$T_{f_2}$
23,94	$0,17387 \cdot 10^{-1}$	0,900965 0,663048 0,400569	$0,28387 \cdot 10^{-1} \max$	0,89990 0,65972 0,39821	$0,1 \cdot 10^{-2} \min$	0,91490 0,70855 0,42387
26,24	$0,45466 \cdot 10^{-1}$	0,354078 $0,241406 \cdot 10^{-1}$ $0,195802 \cdot 10^{-2}$	$0,54466 \cdot 10^{-1} \max$	0,35406 $0,24128 \cdot 10^{-1}$ $0,19552 \cdot 10^{-2}$	$0,24466 \cdot 10^{-1} \min$	0,35417 $0,24200 \cdot 10^{-1}$ $0,19708 \cdot 10^{-2}$
27,24	$0,2494 \cdot 10^{-2}$ ( $\Gamma_{\mu}=0,03$ )	0,89344 0,640276 0,360078	$0,3494 \cdot 10^{-2} \max$	0,89107 0,68705 0,35444	$0,3494 \cdot 10^{-2} \max$	0,89102 0,68693 0,35431
32,31	$0,9671 \cdot 10^{-1}$	0,876109 0,612515 0,333840	$0,10771 \max$	0,87603 0,61234 0,33366	$0,7571 \cdot 10^{-1} \min$	0,87634 0,61305 0,33439
34,6	$0,42195 \cdot 10^{-1}$	0,973733 0,828261 0,800459	$0,51115 \cdot 10^{-1} \max$	0,97370 0,89816 0,80028	$0,53195 \cdot 10^{-1} \max$	0,97368 0,89808 0,80017
35,5	$0,2379 \cdot 10^{-2}$	0,908676 0,594741 0,350765	$0,13379 \cdot 10^{-1} \max$	0,90262 0,64299 0,31566	$0,13379 \cdot 10^{-1} \max$	0,90252 0,64268 0,31529
41,42	$0,8006 \cdot 10^{-2}$	0,311426 $0,161792 \cdot 10^{-2}$ $0,420123 \cdot 10^{-4}$	$0,19006 \cdot 10^{-1} \max$	0,24204 $0,16046 \cdot 10^{-2}$ $0,53787 \cdot 10^{-4}$	$0,1 \cdot 10^{-2} \min$	0,33552 $0,16398 \cdot 10^{-2}$ $0,14613 \cdot 10^{-4}$
41,66	$0,38895 \cdot 10^{-1}$	0,550427 $0,410917 \cdot 10^{-1}$ $0,78227 \cdot 10^{-2}$	$0,49895 \cdot 10^{-1} \max$	0,55428 $0,41361 \cdot 10^{-1}$ $0,80729 \cdot 10^{-2}$	$0,49895 \cdot 10^{-1} \max$	0,55418 $0,41305 \cdot 10^{-1}$ $0,80491 \cdot 10^{-2}$
44,48	$0,9964 \cdot 10^{-2}$ ( $\Gamma_{\mu}=0,03$ )	0,328434 $0,313082 \cdot 10^{-1}$ $0,10369 \cdot 10^{-1}$	$0,10964 \cdot 10^{-1} \max$	0,32769 $0,30772 \cdot 10^{-1}$ $0,10105 \cdot 10^{-1}$	$0,12296 \cdot 10^{-6} \min$	0,37812 $0,68455 \cdot 10^{-1}$ $0,29309 \cdot 10^{-1}$
47,6	0,19284	0,805163 0,367239 0,137895	0,20384	0,80484 0,36673 0,13742	0,17184	0,80576 0,36860 0,13917
49,71	0,85692	0,29853 $0,391344 \cdot 10^{-1}$ $0,777378 \cdot 10^{-2}$	0,86792	0,29895 $0,39279 \cdot 10^{-1}$ $0,78167 \cdot 10^{-2}$	0,86792	0,29895 $0,39279 \cdot 10^{-1}$ $0,78167 \cdot 10^{-2}$

Таким образом, очевидно, что экспериментальные данные по самоиндикации деления не дают возможности получить или оттестировать значения делительных ширин в связи с очень малой чувствительностью величины  $T_f$  к изменениям в широких пределах  $\Gamma_f$ . Однако использование пропусканий, измеренных при разных толщинах, позволяет получать резонансные параметры  $\Gamma_n^o$  и  $\Gamma_a$  методом формы, при котором меньше сказывается эффект недостаточного точного измерения пиков резонансов. Можно констатировать, что экспериментальные данные работы [1] не противоречат имеющимся микроскопическим данным по  $\sigma_t$  и позволяют уточнить значения  $q\Gamma_n$  для  $^{239}\text{Pu}$  в области энергий до 50 эВ. Проведение экспериментов на больших наборах толщин образцов с охлаждением и хорошим разрешением для различных делящихся ядер позволило бы существенно уточнить имеющиеся в настоящее время резонансные параметры.

#### Список литературы

1. Ваньков А.А., Григорьев Ю.В., Украинцев В.Ф. и др. Экспериментальное изучение резонансной самоэкранировки полного сечения и сечения деления  $^{239}\text{Pu}$ . - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.2(37), с.44-50.
2. Андипов Г.В., Баханович Л.А., Жарков В.Ф. и др. Оценка ядерных данных для  $^{239}\text{Pu}$ . Часть I. Область разрешённых резонансов  $10^{-5}$  - 660эВ. - Препринт ИТМО АН БССР. Минск, 1981, с.1-48.
3. Derrien H., Blons G., Eggerman C. e. a. Sections efficaces total et de fission du  $^{239}\text{Pu}$ . - In: Proc. IAEA Conf. on Nuclear Data for Reactors (Paris, 1966). Vienna, IAEA, 1967, v.2, p.195-219.
4. Bollinger L.M., Cote R.E., Thomas G.E. Low-energy total and fission cross-section measurements of  $^{239}\text{Pu}$ . In: Proc. of the Intern. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, 1958, v.15, p.127-135.
5. Ribon P., Le Cog G. Evaluation des Donnees Neutroniques de  $^{239}\text{Pu}$ . - CEA-N-1484. France, Saclay, 1971.
6. Gwin R., Weston L.W., de Saussuve G. e. a. Simultaneous measurement of the neutron fission and absorption cross-sections of  $^{239}\text{Pu}$  over the energy region 0.02 ev to 30 kev. - Nucl.Sci. and Engng, 1971, v.45, p.25-36.
7. Андипов Г.В., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Ядерные константы для изотопов плутония. Минск, 1981.
8. Uttley G.A. Neutron total cross-section measurements. - Progress Report AERE-PR/N, 1967, p.11; EANDC(UK)-35B, 1964.
9. Lemmel H.D. The third IAEA evaluation of the 2200m/s and 20°C maxwellian neutron data for  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ . - In: Proc. of the Conf. on Nucl. Cross-Sections and Technology. Washington, 1975, NB5, Spec. Public. 425, v.1, p.286-292.

Статья поступила в редакцию 4 февраля 1983г.

СПЕКТРЫ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ  $10 \text{ кэВ} < E_n < 3 \text{ МэВ}$  ПРИ ДЕЛЕНИИ  $^{239}\text{Pu}$  И  $^{233}\text{U}$  ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

А.Л а й т а и, Й.К е ч к е м е т и, Й.Ш а ф а р, М.Х о р а н и, Д.К л у г е,  
П.П.Д ь я ч е н к о, В.М.П и к с а й к и н

PROMPT NEUTRON SPECTRA FOR ENERGY RANGE 10 keV TO 3 MeV FROM FISSION OF  $^{239}\text{Pu}$  AND  $^{233}\text{U}$  BY THERMAL NEUTRONS. The prompt neutron spectra for the energy range 10 keV to 3 MeV from fission of  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{233}\text{U}$  by thermal neutrons of KFKI UVRB-M type reactor tangential channel have been measured by time-of-flight method with using of NE-912 and NE-913 lithium glass as neutron detector and gas scintillation counter for fragments. Prompt neutron spectrum from spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$  has been measured at the same experimental conditions also. The data obtained have been compared to each other and with other authors results.

Как известно, изотопы  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{233}\text{U}$  предполагаются основным топливом ядерной энергетики на быстрых нейтронах. В связи с этим представляет значительный интерес всестороннее изучение их ядерно-физических характеристик. Одна из таких характеристик – спектр нейтронов деления. Его изучению посвящено значительное число работ. Однако в основном они относятся к области энергий нейтронов не менее 1 МэВ. Диапазону энергий  $0 < E_n < 1 \text{ МэВ}$ , в котором, как известно, лежит около 25% нейтронов спектра деления, посвящена лишь работа [1]. Ее результаты, а также соответствующие данные по  $^{235}\text{U}$  [1, 2] и  $^{252}\text{Cf}$  [1, 3-7] указывают на то, что применяемый в настоящее время при расчете реакторов метод получения информации о спектре нейтронов для этого диапазона энергий (экстраполяция из области более высоких энергий по формулам Максвелла или Уатта) пока едва ли можно считать достаточно обоснованным.

Данная работа посвящена изучению спектров мгновенных нейтронов в диапазоне энергий  $10 \text{ кэВ} < E_n < 3 \text{ МэВ}$  при делении  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{233}\text{U}$  тепловыми нейтронами с помощью метода времени пролета и литиевых стекол. Измерения проведены на тангенциальном канале реактора ВВРС-М (ЦИФИ). Пучок формировался специальным коллиматором и фильтровался от быстрых нейтронов и  $\beta$ -квантов с помощью пробок из кварца и поликристаллического висмута. Блок-схема эксперимента показана на рис. 1. В качестве детектора осколков деления использовалась спинтиллиционная камера, работа-

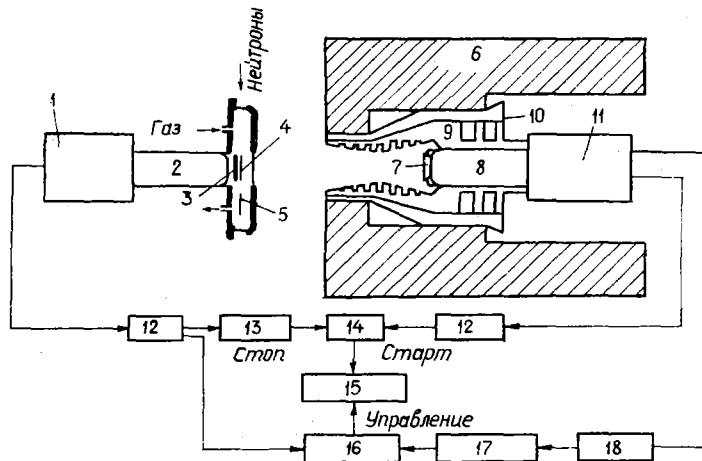


Рис. 1. Блок-схема эксперимента: 1 – детектор осколков; 2, 8 – фотоумножитель 56-UVR; 3 – кварц; 4 – мишень  $^{235}\text{U}$ ; 5 – мишень  $^{252}\text{Cf}$ ; 6 – парафин; 7 – литиевое стекло; 9 – свинец; 10 – гидрид  $^6\text{Li}$ ; 11 – детектор нейтронов ( $\beta$ -квантов); 12 – дискриминатор со следящим порогом; 13 – линия задержки; 14 – время – амплитудный конвертор; 15 – анализатор; 16 – схема совпадений; 17 – дифференциальный дискриминатор; 18 – усилитель

ющая на чистом аргоне при атмосферном давлении. Камера была сконструирована так, что в ее рабочий объем без нарушения условий работы аппаратуры и геометрии опыта могли попеременно вводиться мишень из исследуемого вещества и примерно такая же по своим характеристикам мишень из  $^{252}\text{Cf}$ . Для оптимизации отношения амплитуд импульсов от осколка деления и  $\alpha$ -частицы (это особенно важно в измерениях с использованием  $^{239}\text{Pu}$ ) на расстояниях соответственно 9 и 41 мм от слоя делящегося вещества и фотокатода ФЭУ располагалась кварцевая пластина диаметром 65 мм и толщиной 0,6 мм. Диаметры всех слоев составляли 45 мм. Их подложками служила фольга из нержавеющей стали толщиной 0,1 мм. Толщина слоев  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{233}\text{U}$  была одинаковой и составляла  $1,0 \text{ мг/см}^2$ . Интенсивность осколков



деления в измерениях на  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$  и  $^{252}\text{Cf}$  составляла  $6,4 \cdot 10^3$ ,  $5,1 \cdot 10^3$  и  $2,7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$  соответственно. Детекторами нейтронов и  $\gamma$ -квантов служили соответственно литиевые стекла NE-912 и NE-913 диаметром 45 мм и толщиной 9,5 мм. Для уменьшения фона случайных совпадений детектор нейтронов ( $\gamma$ -квантов) помещался в специальную защиту, изготовленную из парафина, гидроксида  $^6\text{Li}$  и свинца. Пролетная база, ширина канала анализатора и полная ширина пика мгновенных  $\gamma$ -квантов на половине его высоты составляли 30,5 см, 0,478 нс и 3 нс соответственно. Описание экспериментального метода можно найти в работе [2].

Процедура измерений для каждого исследуемого изотопа состояла из восьми выполняемых по-очередно серий:  $^{239}\text{Pu}$  ( $^{233}\text{U}$ ) - NE-912,  $^{239}\text{Pu}$  ( $^{233}\text{U}$ ) - NE-912 (с конусом),  $^{239}\text{Pu}$  ( $^{233}\text{U}$ ) - NE-913,  $^{239}\text{Pu}$  ( $^{233}\text{U}$ ) - NE-913 (с конусом) и  $^{252}\text{Cf}$  - NE-912,  $^{252}\text{Cf}$  - NE-912 (с конусом),  $^{252}\text{Cf}$  - NE-913,  $^{252}\text{Cf}$  - NE-913 (с конусом). Суммарные значения количества зарегистрированных осколков для этих серий приведены в таблице. Измеренные спектры во временной шкале показаны на рис. 2. Для определения поправки на конечную геометрию опыта при измерении фона рассеянных нейтронов был проведен также дополнительный опыт со слоями калифорния диаметрами 7 и 45 мм.

Значения зарегистрированных осколков,  $\times 10^9$

Детекторы нейтронов ( $\gamma$ -квантов)	$^{239}\text{Pu}$	$^{233}\text{U}$	$^{252}\text{Cf}$
NE-912	7,789	10,800	11,065
NE-913	7,734	12,713	12,254
NE-912 (с конусом)	9,114	8,600	19,212
NE-913 (с конусом)	5,95	12,229	37,090

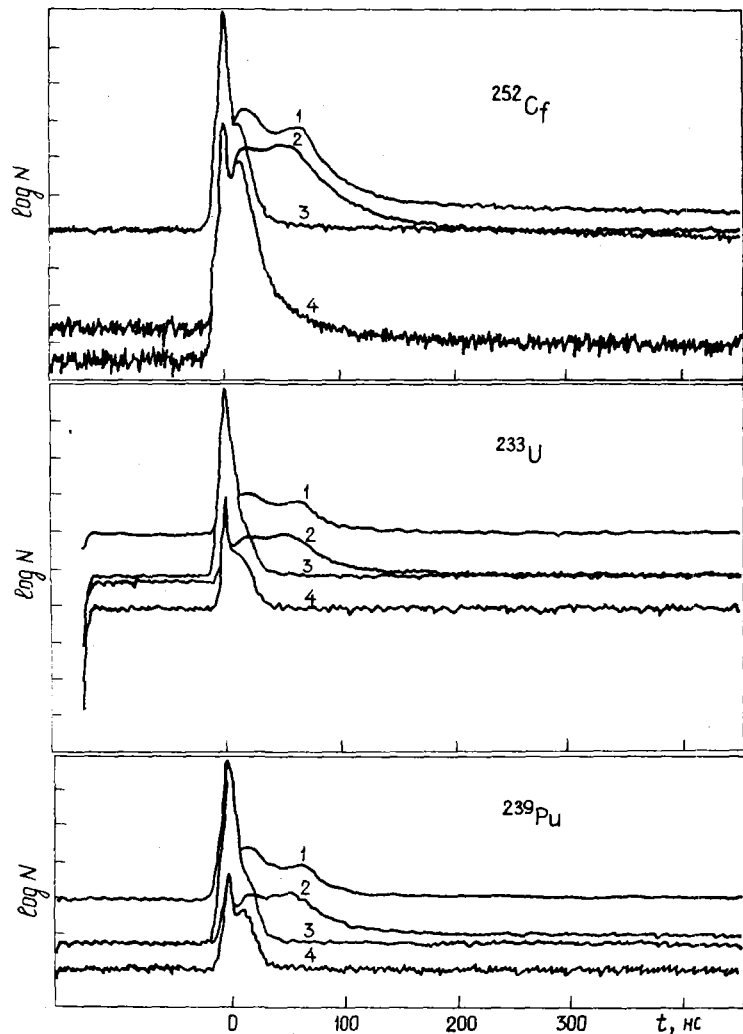


Рис.2. Спектры во временной шкале, измеренные: 1 - NE-912; 2 - NE-913; 3 - NE-912 (медь); 4 - NE-913 (медь)

Обработку данных производили в рамках относительного метода с использованием спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  в качестве стандарта. На первом этапе проводилась нормировка всех измеренных распределений на один нейтрон, испускаемый в делении. Затем вычитался фон случайных и систематических случайных совпадений. Далее из временных спектров, измеренных с помощью стекла NE-912, вычитались спектры, измеренные стеклом NE-913, т.е. учитывался фон за-

держанных  $\mu$ -квантов. Затем вычитался фон рассеянных нейтронов. Следует отметить, что применение методики теневого конуса для измерения фона рассеянных нейтронов, строго говоря, справедливо лишь в случае точечного источника. В данном случае это было не так, поэтому измеренный в опыте фон несколько занижен. В качестве поправки на этот эффект принималось отношение двух временных спектров, измеренных с использованием малой (диаметром 7 мм) и большой (диаметром 45 мм) мишеней калифорния и соответствующих теневых конусов (из меди, длиной 12 см). Очевидно, что в идеальном случае "абсолютно черных" конусов это отношение будет определяться лишь геометрией опыта и не должно зависеть от энергии нейтронов. В нашем случае величина этой поправки оказалась равной 1,20, и ее изменение в пределах исследуемого диапазоне энергий не превышало  $\pm 5\%$ .

Далее было осуществлено преобразование полученных распределений в энергетическую шкалу, определены эффективности регистрации нейтронов (по измеренным спектрам  $^{252}\text{Cf}$  в предположении, что они описываются однопараметрическим распределением с параметром  $T$ , равным 1,42 МэВ) и получены энергетические спектры мгновенных нейтронов при делении  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{233}\text{U}$  тепловыми нейтронами (рис. 3, 4). Там же показаны результаты экстраполяции соответствующих данных из области более высоких энергий с помощью однопараметрических максвелловских распределений с параметрами  $T$ , равными 1,38 и 1,32 МэВ для  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{233}\text{U}$  соответственно.

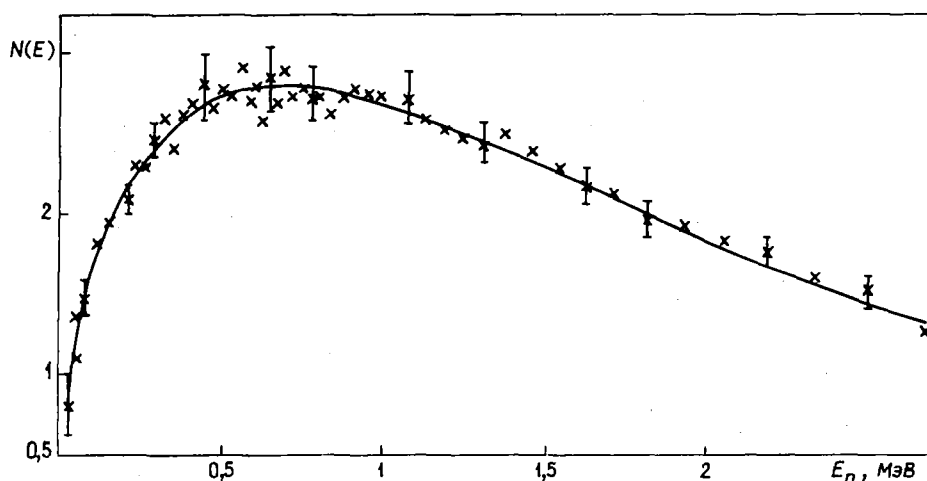


Рис.3. Спектр мгновенных нейтронов деления  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами

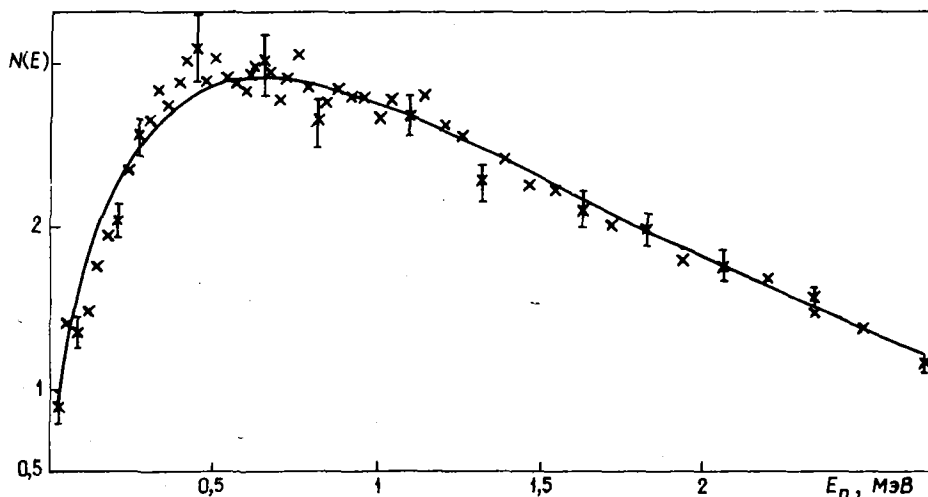


Рис.4. Спектр мгновенных нейтронов деления  $^{233}\text{U}$  тепловыми нейтронами

Видно, что в пределах ошибок эксперимента (около 5%) спектры нейтронов обоих изотопов в диапазоне энергий  $10 \text{ кэВ} < E_n < 3 \text{ МэВ}$  удовлетворительно описываются этими распределениями. Для  $^{239}\text{Pu}$  такой результат находится в хорошем согласии с соответствующими данными работы [1]. В отношении  $^{233}\text{U}$  имеется некоторое расхождение. В отличие от данных авторов результаты работы [1] свидетельствуют о превышении (на 5–10%) спектра нейтронов деления  $^{233}\text{U}$  над максвелловским распределением в области энергий 0,05–0,3 МэВ.

В заключение следует еще раз отметить, что в описываемом эксперименте обработка данных проведена относительным методом. Поэтому полученные в нем результаты для  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{233}\text{U}$  можно интерпретировать следующим образом: если спектр мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  в диапазоне энергий  $10 \text{ кэВ} < E_n < 3 \text{ МэВ}$  описывается максвелловским распределением с параметром  $T = 1,42 \text{ МэВ}$ , то спектры нейтронов для  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{233}\text{U}$  в этой области энергий не проявляют отклонений (более  $\pm 5\%$ ) от максвелловских распределений с параметрами  $T$ , равными соответственно 1,38 и 1,32 МэВ (см. сплошные кривые на рис. 3 и 4 соответственно).

#### Список литературы

1. Нефёдов В.Н., Старостов Б.И., Семёнов А.Ф. В кн: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18–22 апреля 1977г.). М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, ч.3, с.205; препринт НИИАР П-22(356), 1978.
2. Лайтай А., Кекемети Й., Клуге Д. и др. Там же, с.26.
3. Meadows J.W. Phys.Rev., 1967, v.157, p.1076.
4. Zamyathin J.S., Kroschkin N.I., Melnikov A.N., Nefedov W.N. e. a. Nuclear Data for Reactors. Vienna: IAEA, 1970, v.11, p.183.
5. Jeki L., Kluge G., Lajtai A. e. e. Prompt Fission Neutron Spectra. Vienna: IAEA, 1972, p.81.
6. Дьяченко П.П., Серегина Е.А., Куцаева Л.С. и др. Атомная энергия, 1977, т.42, с.25.
7. Blinov M.V., Vitenko V.A., Touse V.T. Neutron Standards and Application, NBS Special publ.493. Washington, 1977, p.194.

Статья поступила в редакцию 5 апреля 1983г.

УДК 539.171.016

#### ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ УПРУТОГО И НЕУПРУТОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 10 МэВ НА $^{24}\text{Mg}$ , $^{28}\text{Si}$ и $^{32}\text{S}$

М.А. Дель-Фаузи, Г.Фёрч, Э.Миттаг, Д.Шмидт, Д.Зелигер,  
Т.Штрайль, Г.Н.Ловчикова, А.М.Труфанов

DIFFERENTIAL CROSS-SECTION OF INELASTIC NEUTRON SCATTERING WITH ENERGY 10 MeV on  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$  and  $^{32}\text{S}$ . Differential cross-sections of inelastic neutron scattering on light even-even nuclei  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$  and  $^{32}\text{S}$  are obtained. Measurements have been made by time-of flight method on EGP-10-1 tandem accelerator in Rossendorf.

По методу времени пролета на тандем-ускорителе ЭП-10-1 в Центральном институте ядерных исследований в г.Россендорфе (ГДР) были измерены дифференциальные сечения нейтронов на легких четно-четных ядрах. Источник нейтронов представлял собой газовую мишень с дейтерием. Конструкция и параметры мишени подробно описаны в работе [1]. Выход нейтронов из мишени под углом  $0^\circ$ , под которым расположен образец, составлял примерно  $10^8 \text{ (с}\cdot\text{см)}^{-1}$ . Разброс энергии первичных нейтронов в 10 МэВ равен  $\Delta E = 125 \text{ кэВ}$ . В эту величину главный вклад вносила потеря энергии дейтронов при прохождении через газообразную мишень, составляющая примерно  $\Delta E_{\text{газ}} = 110 \text{ кэВ}$ . Кроме нейтронов

из DD-реакции газовая мишень излучала также и немонотонные нейтроны, интенсивность и энергия которых рассмотрены в работе [1]. Так как эти нейтроны тоже рассеивались на ядрах образца, их учитывали при обработке спектров. Регистрация нейтронов осуществлялась с помощью многодетекторной системы [2], состоящей из восьми детекторов. Спектры рассеянных нейтронов были сняты для восьми углов: 15°, 30°, 50-130°, 150° или 20°, 40°, 60-140°, 160°. Пролетные базы - порядка 3 м, расстояние между центрами мишени и образца - 18 см. Образцы магния и кремния изготовлены в виде цилиндров высотой 3 см и диаметром 3 см, образец серы представлял собой полый цилиндр высотой 3 см с внешним и внутренним диаметрами 3 и 1 см соответственно. Все образцы имели естественный изотопный состав (табл. 1).

Таблица 1

Масса образцов и содержание главных изотопов

Образец	Масса, г	Содержание главного изотопа, %
Магний	36,36	78,90 <sup>24</sup> Mg
Кремний	43,53	92,18 <sup>28</sup> Si
Сера	36,30	95,02 <sup>32</sup> S

Для мониторинга использовали девятый детектор, включенный в электронику многодетекторной системы. Эффективность монитора измеряли косвенно: мониторный и один из измерительных детекторов ставили под равным углом относительно мишени (в данном случае под углом 20°). Из отношения обеих площадей пика DD-нейтронов, которое можно определить с ошибкой менее 2%, следует отношение эффективностей обоих детекторов при энергии нейтронов под этим углом. Заметим, что при этой

калибровке для обработки спектров требуется знать только относительный ход функции эффективности детектора  $\epsilon(E)$  [3] с нормировкой  $\epsilon(E_n, \varphi = 20^\circ) = 1$ . Для сравнения эффективностей всех детекторов использовался источник <sup>252</sup>Cf в делительной камере.

Все дифференциальные сечения вычисляли с помощью комплексной программы NEUTU [4] и корректировали на эффекты многократного взаимодействия и ослабления нейтронного потока в образце конечных размеров. Эта поправка была не более 10%. Основной вклад в полную ошибку вносили ошибка в определении эффективности и статистическая ошибка. В табл. 2-4 приведены дифференциальные сечения в системе центра масс и их абсолютные ошибки для энергии первичных нейтронов 10 МэВ.

Таблица 2

Дифференциальные сечения нейтронов и их абсолютные ошибки из реакции <sup>24</sup>Mg (n, n<sub>1</sub>), мб/ср

$\theta_{\text{лаб}}$ , град.	Энергия уровней, МэВ				
	0,0	1,368	4,123-4,238	5,236	6,01
20	307±20	-	5,6±1,7	8,4±0,9	7,9±1,2
40	26,5±1,8	27,6±1,9	9,5±0,8	9,0±1,1	6,5±1,1
60	10,8±0,8	22,0±1,6	14,6±1,9	10,9±1,3	8,2±1,3
80	22,0±1,6	14,6±1,2	8,4±1,6	4,9±1,2	3,0±1,2
100	8,66±0,8	10,8±1,0	8,82±0,6	5,05±0,9	1,61±0,9
120	7,45±0,6	20,4±1,4	8,36±0,7	2,79±0,5	1,69±0,4
140	14,8±1,1	19,6±1,4	11,2±1,1	2,89±0,7	2,1±0,6
160	13,3±1,1	8,08±0,7	7,79±0,7	1,9±1,0	3,0±1,6

Дифференциальные сечения нейтронов и их абсолютные ошибки из реакции <sup>28</sup>Si (n, n<sub>1</sub>), мб/ср

Таблица 3

$\theta_{\text{лаб}}$ , град.	Энергия уровней, МэВ						
	0,0	1,779	4,617	4,975	6,272	6,878; 6,888	7,381; 7,417
15	638±45	14,1±3,5	-	-	-	-	-
20	418±28	8,7±1,1	6,7±1,2	9,8±1,9	-	-	-
30	256±18	16,6±1,8	8,8±1,6	5,88±0,58	1,50±0,59	-	-

Окончание табл.3

$\theta$ лаб. град.	Энергия уровней, МэВ						
	0,0	1,779	4,617	4,975	6,272	6,878; 6,888	7,381; 7,417
40	50,7 $\pm$ 3,6	14,5 $\pm$ 1,3	7,5 $\pm$ 1,0	4,61 $\pm$ 0,63	1,53 $\pm$ 0,35	4,74 $\pm$ 0,65	5,3 $\pm$ 1,3
50	6,90 $\pm$ 0,73	24,4 $\pm$ 2,0	5,6 $\pm$ 1,6	-	2,0 $\pm$ 1,3	8,2 $\pm$ 1,6	8,6 $\pm$ 1,5
60	13,5 $\pm$ 1,5	20,6 $\pm$ 1,8	5,5 $\pm$ 1,2	2,31 $\pm$ 0,61	-	9,2 $\pm$ 2,0	4,5 $\pm$ 1,1
70	19,8 $\pm$ 1,7	14,2 $\pm$ 1,5	-	-	-	-	2,20 $\pm$ 0,36
80	24,7 $\pm$ 1,9	17,7 $\pm$ 1,4	-	-	2,70 $\pm$ 0,57	9,6 $\pm$ 3,6	2,50 $\pm$ 0,36
90	14,4 $\pm$ 1,3	15,9 $\pm$ 1,3	2,9 $\pm$ 1,7	1,15 $\pm$ 0,52	1,67 $\pm$ 0,97	4,0 $\pm$ 1,0	3,7 $\pm$ 1,1
100	8,64 $\pm$ 0,88	11,1 $\pm$ 1,0	3,30 $\pm$ 0,65	-	0,71 $\pm$ 0,23	2,77 $\pm$ 0,67	-
110	9,53 $\pm$ 0,93	15,0 $\pm$ 1,1	2,87 $\pm$ 0,62	1,20 $\pm$ 0,18	0,61 $\pm$ 0,14	-	2,82 $\pm$ 0,59
120	15,4 $\pm$ 1,7	15,9 $\pm$ 1,3	-	-	1,62 $\pm$ 0,34	3,98 $\pm$ 0,55	1,57 $\pm$ 0,40
130	24,6 $\pm$ 1,8	18,6 $\pm$ 1,4	2,63 $\pm$ 0,45	1,75 $\pm$ 0,21	-	-	3,4 $\pm$ 1,3
140	20,8 $\pm$ 1,6	16,7 $\pm$ 1,3	5,5 $\pm$ 1,1	2,33 $\pm$ 0,53	3,3 $\pm$ 1,3	8,1 $\pm$ 1,3	3,80 $\pm$ 0,71
150	37,1 $\pm$ 2,7	16,2 $\pm$ 1,4	-	-	2,8 $\pm$ 1,3	-	3,37 $\pm$ 0,44
160	25,9 $\pm$ 1,9	13,0 $\pm$ 1,0	5,4 $\pm$ 1,1	-	2,19 $\pm$ 0,61	6,2 $\pm$ 1,3	1,64 $\pm$ 0,21

Таблица 4

Дифференциальные сечения нейтронов и их абсолютные ошибки  
из реакции  $^{32}\text{S}(n, n_1)$ , мб/ср

$\theta$ лаб. град.	Энергия уровней, МэВ		$\theta$ лаб. град.	Энергия уровней, МэВ	
	0,0	2,23		0,0	2,23
20	485 $\pm$ 4,2	20,1 $\pm$ 1,9	100	6,4 $\pm$ 0,8	6,2 $\pm$ 0,7
40	44,0 $\pm$ 4,4	8,9 $\pm$ 1,4	120	22,5 $\pm$ 2,1	6,1 $\pm$ 0,6
60	22,5 $\pm$ 2,6	8,3 $\pm$ 1,3	140	10,7 $\pm$ 1,1	10,1 $\pm$ 1,2
80	12,3 $\pm$ 2,6	-	160	20,1 $\pm$ 1,8	7,6 $\pm$ 0,8

## Список литературы

1. Mittag S., Pilz W., Schmidt D. e.a. Kernenergie, 1979, v.7, p.237.
2. Eckstein P., Helfer H., Kätzner D. e. a. Nucl. Instrum and Meth., 1980, v.169, p.533.
3. Hermsdorf D., Pasieka K., Seeliger D. Ibid., 1973, v.107, p.259.
4. Förtsch H., Pilz W., Schmidt D., Seeliger D. Report ZfK-385. Rossendorf, 1979, p.245.

Статья поступила в редакцию 5 апреля 1983г.

## ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ С НЕКОТОРЫМИ ГАЗАМИ

Е.З.Ахметов, Д.К.Каипов, М.М.Каджкенов,  
В.А.Коккс, Н.К.Коспанов

MEASUREMENT OF THE TOTAL CROSS-SECTION OF INTERACTION ULTRA-COLD NEUTRONS WITH SOME GASES. The total cross-section of interaction UCN with parahydrogen,  $H_2$ ,  $^3He$ ,  $^4He$ ,  $N_2$ ,  $Ne$ ,  $Ar$ ,  $Xe$  at 80 K and 300 K have been measured. The temperature dependence of the inelastic scattering cross-section is corroborated. The total cross-section for  $H_2$ ,  $^4He$ ,  $Ne$  in the main are determined by the inelastic scattering and for  $^3He$ ,  $Ar$ ,  $Xe$  - by the capture.

В области энергий ультрахолодных нейтронов (УХН) не более  $10^{-7}$  эВ экспериментальные данные о сечениях взаимодействия нейтронов отсутствуют. Однако интерес к ним возрастает из-за наблюдаемой аномалии во времени их удержания в ловушках, которая до сих пор не получила надежного объяснения и указывает на возможный дополнительный механизм исчезновения УХН [1].

В работе [2] было показано, что для нейтронов со скоростями 100–250 м/с полные сечения для азота и аргона зависят от скорости по гиперболическому закону, а для золота, серебра, никеля удовлетворяют закону  $1/v$ . В интервале скоростей примерно 5–100 м/с измерялись сечения для воздуха и некоторых металлов [3, 4]; установлено, что сечения для этих веществ следуют закону  $1/v$ . Измерения пропускания полного спектра УХН через алюминий [5] также подтверждают закон  $1/v$ .

В данной работе представлены результаты измерений полных сечений взаимодействия, усредненные по спектру УХН в интервале скоростей 3,2–5,7 м/с, при температурах 300 и 80 К для следующих газов: водорода, параводорода,  $^3He$ ,  $^4He$ , азота, неона, аргона, ксенона. Экспериментально полученные данные сравниваются с расчетными значениями полных сечений.

**Эксперимент.** Измерения проводили на установке по извлечению УХН, смонтированной на радиальном канале реактора ВВР-К [6]. На рис. 1, а приведена схема экспериментальной сборки. Газовая камера (рис. 1, б) представляла собой герметичный цилиндрический сосуд 8 из нержавеющей электрополированной стали длиной 5 см и диаметром 9 см с передним и задним окнами 6 из алюминиевой фольги толщиной 0,1 мм. В камеру под разным давлением подавались газы, которые охлаждались циркулирующей жидкостью азота через полость 7, окружающую камеру; давление газа в камере измерялось образцовыми вакуумметром и манометром, температура контролировалась медьконстантановой термопарой 5.

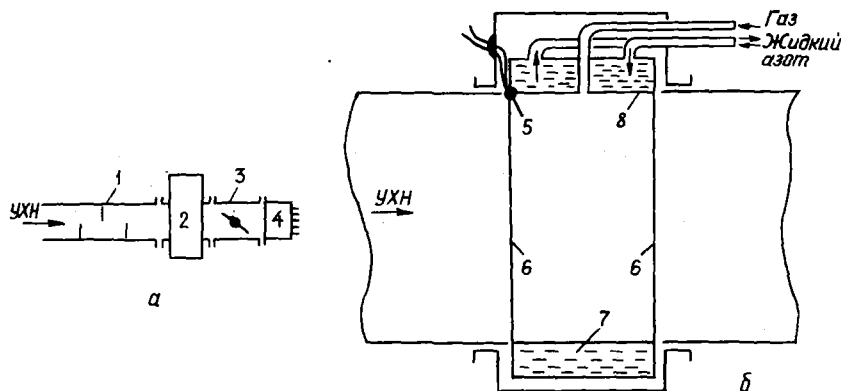


Рис. 1. Схемы экспериментальной сборки (а) и газовой камеры (б): 1 - фильтр от фоновых нейтронов; 2 - газовая камера; 3 - медная штора (10 мкм); 4 - детектор УХН; 5 - термопара; 6 - алюминиевые окна; 7 - полость для азотного охлаждения; 8 - цилиндрическая поверхность камеры

Пропускание УХН через газы измерялось в зависимости от их давления, которое изменялось от 0 до 2 атм.<sup>\*</sup> Скорость счета УХН, регистрировавшаяся пропорциональным счетчиком с  $^3\text{He}$  [7], после прохождения пустой камеры составляла около  $10 \text{ с}^{-1}$ .

**Результаты и обсуждение.** Определение полного эффективного сечения взаимодействия УХН с газами осуществлялось путем измерения ослабления интенсивности пучка УХН при их прохождении через газовую камеру. На рис.2 представлены экспериментальные зависимости скорости счета УХН от давления исследуемых газов в камере при 80 и 300 К.

Вычисленное значение средней скорости  $\bar{v}$  для максвелловского спектра УХН составило 4,7 м/с, а эффективная толщина образца 6,6 см. Эффективная толщина камеры вычислена с учетом конуса углов вхождения УХН в алюминиевое окно в предположении, что угловое распределение падающих на окно нейтронов изотропно, энергетический спектр подчиняется максвелловскому распределению и сохраняется продольная компонента скорости УХН. Мы использовали для корректного определения эффективного сечения данные, соответствующие условию тонкого образца. Нарушение условия тонкого образца проявляется в отклонении от экспоненты зависимости  $J(P)$  (см.рис.2).  $^3\text{He}$ , имеющий большое значение сечения захвата УХН, разбавлялся  $^4\text{He}$  для измерения малых парциальных давлений  $^3\text{He}$  образцовым мановакуумметром.

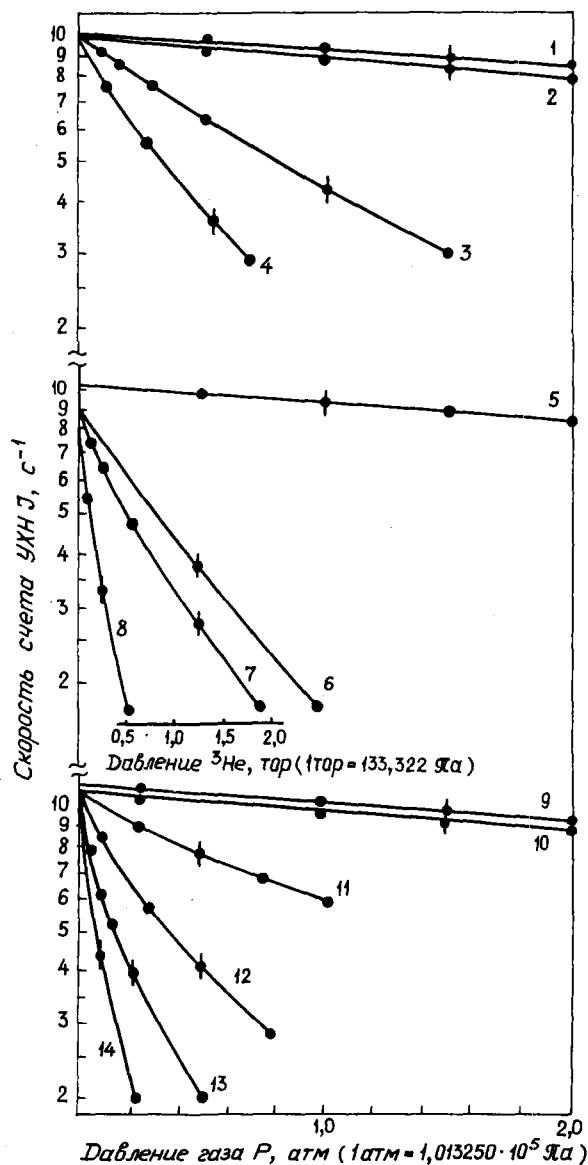


Рис.2. Зависимость скоростей счета УХН от давления газа в камере при температурах 300 и 80 К для неона (кривые 1, 2 соответственно), азота (3, 4),  $^3\text{He}$  (7, 8),  $^4\text{He}$  (10, 9), параводорода (12, 11), водорода (13, 14) и при температуре 300 К для аргона (5), ксенона (6)

В таблице приведены расчетные значения сечения захвата  $\sigma_a$ , неупругого взаимодействия  $\sigma_{н.у}$  и полное сечение  $\sigma_t$  взаимодействия УХН с газами, а также экспериментальные значения полного сечения. Сечения захвата можно экстраполировать в исследуемую область энергии УХН (к средней скорости спектра УХН в среде газа  $\bar{v} = 4,7 \text{ м/с}$ ), считая, что сечение захвата подчиняется закону  $1/v$  и исходя из известных сечений захвата для тепловых нейтронов [8, 9]. Сечения неупругого рассеяния для инертных газов рассчитывали по формуле для идеального одноатомного газа [10]:

$$\sigma_{н.у} = \sigma_0 (W/\bar{v}), \quad (I)$$

где  $\sigma_0$  - сечение рассеяния на покоящемся свободном атоме;  $W$  - средняя тепловая скорость атомов газа. Выражение (I) справедливо при  $\bar{v} \ll W$  и учитывает только поступательное движение атомов газа. Поэтому это выражение должно хорошо описывать сечение неупругого взаимодействия

\* 1 атм =  $1,013250 \cdot 10^5 \text{ Па}$ .

УХН с атомами, не имеющими колебательных и вращательных состояний. Тем не менее рассчитанные по этому же выражению сечения неупругого рассеяния УХН для молекул водорода, параводорода и азота, имеющих колебательные и вращательные состояния, приводятся в таблице. В скобках для сравнения приводятся расчетные сечения неупругого рассеяния нейтронов по модели жесткого ротатора с учетом спиновых корреляций между атомами молекул для водорода и параводорода [11].

Расчетные и экспериментальные значения сечений

Газ	Т, К	Сечения расчетные, б			Экспериментальные сечения $\sigma_t$
		$\sigma_a$	$\sigma_{н.у}$	$\sigma_t$	
Водород*	300	$3,1 \cdot 10^2$	$6,2 \cdot 10^4$ ( $7,5 \cdot 10^3$ )	$6,2 \cdot 10^4$	$(4,3 \pm 0,3) \cdot 10^4$
	80		$3,2 \cdot 10^4$ ( $4,6 \cdot 10^3$ )	$3,2 \cdot 10^4$	$(1,7 \pm 0,1) \cdot 10^4$
Параво- род*	300	$3,1 \cdot 10^2$	$3,0 \cdot 10^3$ ( $3,5 \cdot 10^3$ )	$3,3 \cdot 10^3$	$(1,7 \pm 0,1) \cdot 10^4$
	80		$1,6 \cdot 10^3$ ( $2,3 \cdot 10^2$ )	$1,9 \cdot 10^3$	$(1,3 \pm 0,1) \cdot 10^3$
$^3\text{He}$	300	$2,5 \cdot 10^6$	$2,3 \cdot 10^2$	$2,5 \cdot 10^6$	$(5,2 \pm 0,4) \cdot 10^6$
	80		$1,2 \cdot 10^2$	$2,5 \cdot 10^6$	$(4,9 \pm 0,4) \cdot 10^6$
$^4\text{He}$	300	-	$2,2 \cdot 10^2$	$2,2 \cdot 10^2$	$(5,0 \pm 0,5) \cdot 10^2$
	80		$1,1 \cdot 10^2$	$1,1 \cdot 10^2$	$(1,6 \pm 0,1) \cdot 10^2$
Азот*	300	$1,8 \cdot 10^3$	$2,3 \cdot 10^3$	$4,1 \cdot 10^3$	$(8,6 \pm 0,4) \cdot 10^3$
	80		$1,2 \cdot 10^3$	$3,0 \cdot 10^3$	$(3,5 \pm 0,2) \cdot 10^3$
Неон	300	$1,4 \cdot 10$	$3,2 \cdot 10^2$	$3,3 \cdot 10^2$	$(5,6 \pm 0,6) \cdot 10^2$
	80		$1,6 \cdot 10^2$	$1,8 \cdot 10^2$	$(2,2 \pm 0,2) \cdot 10^2$
Аргон	300	$2,9 \cdot 10^2$	$6,8 \cdot 10$	$3,6 \cdot 10^2$	$(5,8 \pm 0,4) \cdot 10^2$
	80		$3,5 \cdot 10$	$3,2 \cdot 10^2$	$(6,0 \pm 1,0) \cdot 10^2$
Ксенон	300	$1,7 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^2$	$1,7 \cdot 10^4$	$(1,5 \pm 0,3) \cdot 10^4$
	80		$7,3 \cdot 10$	$1,7 \cdot 10^4$	-

\* Сечения даны на одну молекулу, для остальных газов - на один атом.

Сравнение экспериментальных и расчетных сечений при температурах 300 и 80 К показывает качественное согласие температурной зависимости. Однако числовые значения экспериментальных сечений взаимодействия УХН с атомарными газами и азотом систематически примерно в 1,5-2 раза превышают соответствующие расчетные значения и согласуются лишь для ксенона. Для обыкновенного водорода и параводорода расхождения между экспериментальными данными и расчетными данными слишком велики (см. таблицу), и их причина не ясна.

Из полученных результатов следует, что:

- подтверждается температурная зависимость сечений неупругого рассеяния УХН, при  $\sigma_{н.у} \gg \sigma_a$  (водород,  $^4\text{He}$ , неон) полное сечение определяется величиной сечения неупругого рассеяния;
- для газов, у которых  $\sigma_{н.у} \ll \sigma_a$  ( $^3\text{He}$ , аргон, ксенон), полное сечение не зависит от температуры и определяется величиной сечения захвата нейтронов;
- изучение температурной зависимости полного сечения взаимодействия УХН со средой позволит отделить сечения захвата от сечений неупругого рассеяния.

#### Список литературы

1. Франк И.М. Препринт ОИЯИ, РЭ-7810. Дубна, 1974.
2. Кашукеев Н.Т. и др. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975). М.: ЦНИИатоминформ, 1976, ч.2, с.205.



3. Steyerl A. Phys. Letters, 1969, v. 29B, p.33; Z. Physik, 1972, v. B250, p.166.
4. Антонов А.В. и др. Краткие сообщения по физике (ФИАН), 1977, № 10, с.10; 1978, № 9, с.43; 1978, № 11, с.13.
5. Ахметов Е.З. и др. Изв.АН КазССР. Сер. физ.-мат., 1977, № 2, с.52.
6. Ахметов Е.З. и др. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). М.: ЦНИИатоминформ, 1977, ч.1, с.178.
7. Стрелков А.В. Эксперименты по извлечению из реактора и хранению УХН. - Препринт ОИЯИ, 3-5937. Дубна, 1971.
8. Да Д., Шварц Р.Б. Атлас нейтронных сечений. М., 1959.
9. Гордеев И.В. и др. Ядерно-физические константы. М., 1963.
10. Турчин В.Ф. Медленные нейтроны. М., 1963.
11. Ахметов Е.З. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-8470, Дубна, 1974.

Статья поступила в редакцию 11 января 1983 г.

УДК 539.173.8

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ В ОЦЕНЕННЫХ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ  
НА ТОЧНОСТЬ РАСЧЕТА СРЕДНЕГО СЕЧЕНИЯ СМЕСИ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ

И.В.К р а в ч е н к о, А.С.К р и в ц о в

THE UNCERTAINTIES INFLUENCE INVESTIGATION IN THE EVALUATED NUCLEAR DATA AT THE ACCURACY OF PSEUDO FISSION - PRODUCT CROSS-SECTION CALCULATION. Influence of the evaluated nuclear data base library at the pseudo fission-product capture cross-section value and requirements list for fission product capture cross-sections are discussed. Pointed on the pseudo fission - product capture cross-section increasing during reactor operation and on the dependence of the pseudo fission - product cross-section and requirements lists from the reactor operation time and fuel composition.

С точки зрения физики ядерных реакторов наиболее важным процессом, связанным с продуктами деления, является захват последними нейтронов, называемый обычно отравлением среды продуктами деления. Накопление продуктов деления в топливе уменьшает величину реактивности активной зоны реактора с топливом данного обогащения или альтернативно требует увеличения обогащения для поддержания заданной величины энергоудельности и продолжительности кампании реактора [1]. Компенсация эффекта отравления обогащением топлива увеличивает на 15-20% стоимость топливного цикла теплового реактора, т.е. на  $(0,3-0,4) \cdot 10^6$  дол./кВт·ч. В быстрых реакторах отмеченная добавка составляет примерно  $0,1 \cdot 10^6$  дол./кВт·ч и является значительным вкладом в стоимость топливного цикла быстрого реактора [2]. В этой связи в различных странах предпринимались попытки определить допустимые значения влияния продуктов деления на реактивность активной зоны реактора, разработать методики расчета накопления продуктов деления, определить требования к точности ядерных данных отдельных нуклидов и анализу точности оцененных микроскопических данных из различных библиотек, исследовать согласия интегральных величин, полученных из различных библиотек оцененных данных. Результаты обсуждались на встречах специалистов по ядерным данным продуктов деления в Петтене (1977 г.) [3] и в Болонье (1979 г.) [4].

В настоящей работе авторы исследовали зависимость сечения захвата псевдоосколка деления и списков изотопов, оказывавших основное влияние на его величину и точность определения, от состава топлива и времени его облучения.

Постановка задачи по изучению свойств смеси продуктов деления. Пусть  $\vec{n}(t) = \{n_1(t), \dots, n_m(t)\}$  - вектор концентраций продуктов деления в момент времени  $t$ ;  $A(t)$  - матрица скоростей реакций образования и выгорания изотопов внутри рассматриваемой совокупности продуктов деления;  $\vec{F} = \{F_1(t), \dots, F_m(t)\}$  - вектор скоростей образования продуктов деления за счет деления ядер. Тогда из рассмотрения баланса следует уравнение кинетики продуктов деления:

$$d\vec{n}(t)/dt = A(t)\vec{n}(t) + \vec{F}(t), \quad \vec{n} = \vec{n}_0 \text{ при } t = t_0. \quad (1)$$

Недиагональные элементы матрицы  $A$ , очевидно, равны  $A_{ij} = \{\lambda_{i \rightarrow j} \text{ или } \sigma_{cap, i \rightarrow j} \varphi\}$ , а диагональные  $A_{ii} = \{-(\lambda_i + \sigma_{abs, i} \varphi)\}$ . Здесь  $\lambda_i$  - константа распада изотопа  $i$ ;  $\sigma_{cap}$  - сечение захвата изотопа;  $\varphi$  - плотность потока нейтронов в реакторе. Величину  $\vec{F}(t)$  можно определить следующим образом:

$$F_i(t) = \sum_{k=1}^L \sigma_{fis, k} \varphi Y_{ik} N_k(t), \quad (2)$$

где  $\sigma_{fis, k}$  - сечение деления  $k$ -го делящегося изотопа;  $Y_{ik}$  - выход продукта  $i$  при делении изотопа  $k$ ;  $N_k(t)$  - концентрация делящегося изотопа  $k$ . Суммирование в выражении (2) ведется по всем  $L$  делящимся изотопам, присутствующим в реакторе. Плотность потока в данной задаче также может зависеть от времени, в этом случае  $A = A(t)$ .

Понятие псевдоосколка - модели смеси продуктов деления - вводится посредством расчета суммарных микроскопических сечений (реакций захвата и др.) на основе использования нормализованных концентраций или, так называемых, эффективных выходов  $\bar{Y}_i^j(t)$ . Нормировка ведется на число делений, образующих ядра смеси продуктов деления. На уровне групповых сечений для реакции  $x$  в группе  $g$  сечение псевдоосколка деления имеет вид

$$\sigma_{x, g}^j(t) = \sum_{i=1}^{NFP} \bar{Y}_i^j(t) \sigma_{x, g}^i,$$

где  $NFP$  - число изотопов смеси продуктов деления;  $\bar{Y}_i^j(t)$  - нормализованная концентрация продукта  $i$  при делении ядра  $j$  в момент времени  $t$  после начала работы реактора;  $\sigma_{x, g}^i$  - сечение реакции  $x$  в группе  $g$  для продукта деления  $i$ ;  $\sum_i \bar{Y}_i^j(t) = 2$ . Отметим, что введенное таким образом сечение псевдоосколка эквивалентно среднему сечению смеси продуктов деления, приходящемуся на пару осколков.

Метод расчета коэффициентов чувствительностей для дробно-линейных функционалов (среднее сечение смеси продуктов деления относится к этому классу функционалов) обсуждался в работе [5]. Отмечалось, что в этом случае вектор коэффициентов чувствительности будет состоять из двух частей, которые по аналогии с задачами физики активной зоны следует называть прямой и спектральной компонентами. Спектральная компонента определяется с помощью решения сопряженной с выражением (1) задачи. Прямая компонента отлична от нуля для вариаций только сечения захвата продуктов деления и определяется как

$$S_{\sigma_{cap, i}}^{\text{прям}} = \frac{n_i(t) \sigma_{cap, i}}{\sum_i [n_i(t) \sigma_{cap, i}]}.$$

Эта компонента связана с тем, что варьируемые величины  $\sigma_{cap, i}$  входят не только в матрицу  $A$ , но и непосредственно в выражение для функционала.

Константное обеспечение и программа расчета кинетики продуктов деления и коэффициентов чувствительности. Накопление продуктов деления и расчет коэффициентов чувствительности проводились авторами по программе YIELD, характеристики которой коротко обсуждены в работе [5]. Константное обеспечение расчетов взято следующим: из файлов австралийской библиотеки [6] были сформированы 26-групповые константы по сечениям всех интересующих осколков, затем эти константы были свернуты в одногрупповые по спектру активной зоны стандартного быстрого реактора [7]. Данные по константам распада и выходам осколков при делении  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  взяты в основном из работы [8], данные по выходам осколков при делении  $^{239}\text{Pu}$  - из работы [9] (данные Микка и Райдера 1977 г.).

Среднее сечение захвата продуктов деления. Величины сечений захвата псевдоосколка деления для различных топливных композиций при облучении их потоком нейтронов плотностью  $\varphi = 4,4 \cdot 10^{15}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  в зависимости от времени  $T$  приведены в табл. I.

Сечения захвата псевдоосколка деления, б

Таблица I

T, сут	Топливо				
	$^{235}\text{U}$ (100%)	$^{238}\text{U}$ (100%)	$^{239}\text{Pu}$ (100%)	$^{235}\text{U}$ (20%), $^{238}\text{U}$ (80%)	$^{238}\text{U}$ (84%), $^{239}\text{Pu}$ (16%)
5	0,276	0,352	0,360	0,283	0,359
10	0,290	0,367	0,377	0,297	0,376
30	0,307	0,384	0,398	0,315	0,397
50	0,313	0,387	0,405	0,321	0,403
100	0,319	0,387	0,411	0,327	0,410
120	0,320	0,387	0,412	0,330	0,412
180	0,324	0,384	0,416	0,334	0,414
240	0,326	0,381	0,417	0,337	0,416
360	0,328	0,376	0,419	0,341	0,418
420	0,329	0,374	0,419	0,343	0,418
600	0,330	0,368	0,419	0,346	0,418
730	0,329	0,365	0,418	0,348	0,417

Примечание. Свертка сечений по спектру активной зоны стандартного быстрого реактора [7].

Так как в работах [10-12] величины средних сечений захвата отдельных изотопов и смеси продуктов деления представлены свернутыми по спектру реактора SNR-300 (стандарт), представлялось интересным сравнить величины усредненных сечений по спектрам из работы [7] и по реактору SNR-300 - из работы [10]. Результаты показали согласие в сечениях отдельных продуктов деления на уровне, не превышающем 3%. В этой связи данные табл. I хорошо согласуются с результатами интегральных экспериментов по определению сечения захвата псевдоосколка деления  $^{239}\text{Pu}$  [10] и отражают динамику изменения величины сечения псевдоосколка при переходе от  $^{235}\text{U}$  к  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ .

В работе [11] отмечалось, что величина сечения захвата псевдоосколка деления  $^{239}\text{Pu}$ , рассчитанная по австралийской библиотеке, достаточно хорошо согласуется с аналогичными величинами, полученными из современных библиотек, а в случае расчета сечений захвата псевдоосколками  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  наблюдаются существенные различия. В табл. 2 приведены оценки средних сечений продуктов деления (на пару осколков) из зарубежных библиотек в пересчете на нормализованные концентрации, полученные авторами при выгорании  $^{239}\text{Pu}$  за 730 сут.

Разница между величиной  $\sigma_{\text{ср}}$  псевдоосколка деления  $^{239}\text{Pu}$ , полученной авторами, и величиной  $\sigma_{\text{ср}}$ , соответствующей данным ENDF/B-IV, составляет 1,2%. В то же время аналогичная величина в табл. 6 работы [10] для австралийской библиотеки равна 0,500 (или 0,506), что подтверждает существенную зависимость величины сечения захвата псевдоосколка деления и величины нормированных концентраций от исходной библиотеки данных по сечениям.

В табл. 3-5 приведены полученные авторами коэффициенты чувствительности среднего сечения продуктов деления (в процентах) к вариациям сечений отдельных изотопов для различных топливных композиций и времен облучения.

Сравнение таблиц с аналогичными списками из работ [2, 10-13] указывает на хорошее, в пределах вариаций по времени облучения, совпадение данных табл. 4 с результатом работы [2], полученным по данным австралийской библиотеки по сечениям [6] с выходами Минга и Райдера 1972 г.

Таблица 2

Средние сечения продуктов деления, б

Библиотека данных	Данные работы [10]	
	табл. 2	табл. 4
RCN-2A	0,468	0,498
ENDF/B-IV	0,423	0,450
INDC	0,480	0,503
CNEN/CEA	0,477	0,500

Таблица 3

Список важнейших изотопов в порядке убывания их влияния на величину сечения захвата псевдоосколка деления для топливных композиций  $^{235}\text{U}$  (100%),  $^{235}\text{U}$  (20%),  $^{238}\text{U}$  (80%)

Время облучения, сут							
5		50		100		730	
Изотоп	Вклад, %	Изотоп	Вклад, %	Изотоп	Вклад, %	Изотоп	Вклад, %
$^{101}\text{Ru}$	12,9	$^{101}\text{Ru}$	10,9	$^{101}\text{Ru}$	10,4	$^{101}\text{Ru}$	9,2
$^{103}\text{Ru}$	5,9	$^{99}\text{Tc}$	7,7	$^{99}\text{Tc}$	7,8	$^{99}\text{Tc}$	7,6
$^{145}\text{Nd}$	5,4	$^{133}\text{Cs}$	6,3	$^{133}\text{Cs}$	6,7	$^{133}\text{Cs}$	6,8
$^{97}\text{Mo}$	5,3	$^{147}\text{Pm}$	5,3	$^{147}\text{Pm}$	6,1	$^{143}\text{Nd}$	5,6
$^{143}\text{Pr}$	4,1	$^{145}\text{Nd}$	4,7	$^{143}\text{Nd}$	5,0	$^{103}\text{Rh}$	5,3
$^{99}\text{Tc}$	4,1	$^{97}\text{Mo}$	4,6	$^{145}\text{Nd}$	4,5	$^{147}\text{Pm}$	5,3
$^{102}\text{Ru}$	3,7	$^{149}\text{Sm}$	4,5	$^{97}\text{Mo}$	4,4	$^{97}\text{Mo}$	4,3
$^{135}\text{Cs}$	3,4	$^{143}\text{Nd}$	4,0	$^{149}\text{Sm}$	4,4	$^{145}\text{Nd}$	4,2
$^{98}\text{Mo}$	3,3	$^{103}\text{Ru}$	3,5	$^{131}\text{Xe}$	3,8	$^{95}\text{Mo}$	4,2
$^{99}\text{Mo}$	3,0	$^{131}\text{Xe}$	3,4	$^{103}\text{Rh}$	3,3	$^{131}\text{Xe}$	3,8
$^{93}\text{Zr}$	3,0	$^{151}\text{Sm}$	3,4	$^{151}\text{Sm}$	3,2	$^{149}\text{Sm}$	3,5
$^{149}\text{Sm}$	2,9	$^{102}\text{Ru}$	3,1	$^{102}\text{Ru}$	3,1	$^{102}\text{Ru}$	3,4
$^{151}\text{Sm}$	2,8	$^{135}\text{Cs}$	2,9	$^{135}\text{Cs}$	2,8	$^{98}\text{Mo}$	2,8
$^{147}\text{Nd}$	2,2	$^{98}\text{Mo}$	2,8	$^{98}\text{Mo}$	2,7	$^{135}\text{Cs}$	2,8
$^{149}\text{Pm}$	2,2	$^{93}\text{Zr}$	2,6	$^{93}\text{Zr}$	2,5	$^{93}\text{Zr}$	2,4
$^{141}\text{Ce}$	2,1	$^{143}\text{Pr}$	2,2	$^{103}\text{Ru}$	2,4	$^{151}\text{Sm}$	2,3
$^{133}\text{Cs}$	2,1	$^{103}\text{Rh}$	2,1	$^{105}\text{Pd}$	1,9	$^{141}\text{Pr}$	2,0
$^{100}\text{Mo}$	2,0	$^{105}\text{Pd}$	1,9	$^{100}\text{Mo}$	1,6	$^{105}\text{Pd}$	1,8
$^{131}\text{I}$	1,7	$^{100}\text{Mo}$	1,7	$^{141}\text{Pr}$	1,3	$^{100}\text{Mo}$	1,7
$^{95}\text{Zr}$	1,6	$^{153}\text{Eu}$	1,2	$^{153}\text{Eu}$	1,2	$^{153}\text{Eu}$	1,2
$^{133}\text{Xe}$	1,5	$^{141}\text{Ce}$	1,2	$^{143}\text{Pr}$	1,2	$^{91}\text{Zr}$	1,1
$^{105}\text{Pd}$	1,3	$^{95}\text{Zr}$	1,1	$^{104}\text{Ru}$	1,0	$^{104}\text{Ru}$	1,0
$^{147}\text{Pm}$	1,3	$^{104}\text{Ru}$	1,0	$^{95}\text{Mo}$	0,9	$^{146}\text{Nd}$	0,9
	<u>77,8</u>		<u>82,1</u>		<u>82,2</u>		<u>83,2</u>

Таблица 4

Список важнейших изотопов в порядке убывания их влияния на величину сечения захвата псевдоосколка деления  $^{238}\text{U}$

Время облучения, сут							
5		50		100		730	
Изотоп	Вклад, %	Изотоп	Вклад, %	Изотоп	Вклад, %	Изотоп	Вклад, %
$^{101}\text{Ru}$	12,3	$^{101}\text{Ru}$	10,8	$^{101}\text{Ru}$	10,4	$^{101}\text{Ru}$	9,5
$^{103}\text{Ru}$	8,5	$^{99}\text{Tc}$	7,1	$^{99}\text{Tc}$	7,2	$^{99}\text{Tc}$	7,4
$^{102}\text{Ru}$	4,4	$^{133}\text{Cs}$	5,3	$^{147}\text{Pm}$	5,9	$^{133}\text{Cs}$	6,4
$^{151}\text{Sm}$	4,4	$^{149}\text{Sm}$	5,3	$^{133}\text{Cs}$	5,7	$^{103}\text{Rh}$	6,4
$^{97}\text{Mo}$	4,2	$^{151}\text{Sm}$	5,2	$^{149}\text{Sm}$	5,3	$^{147}\text{Pm}$	5,8
$^{145}\text{Nd}$	3,7	$^{103}\text{Ru}$	5,1	$^{151}\text{Sm}$	4,8	$^{143}\text{Nd}$	4,9
$^{99}\text{Tc}$	3,7	$^{147}\text{Pm}$	5,1	$^{105}\text{Pd}$	4,5	$^{149}\text{Sm}$	4,1
$^{105}\text{Pd}$	3,5	$^{105}\text{Pd}$	4,8	$^{103}\text{Rh}$	4,4	$^{97}\text{Mo}$	3,9
$^{149}\text{Sm}$	3,4	$^{102}\text{Ru}$	3,8	$^{102}\text{Ru}$	3,8	$^{102}\text{Ru}$	3,7
$^{143}\text{Pr}$	3,1	$^{97}\text{Mo}$	3,7	$^{143}\text{Nd}$	3,7	$^{145}\text{Nd}$	3,7

Время облучения, сут							
5		50		100		730	
Изотоп	Вклад, %	Изотоп	Вклад, %	Изотоп	Вклад, %	Изотоп	Вклад, %
<sup>135</sup> Cs	2,9	<sup>145</sup> Nd	3,4	<sup>97</sup> Mo	3,7	<sup>131</sup> Xe	3,5
<sup>99</sup> Mo	2,7	<sup>103</sup> Rh	3,0	<sup>103</sup> Ru	3,5	<sup>95</sup> Mo	3,2
<sup>149</sup> Pm	2,6	<sup>143</sup> Nd	2,9	<sup>145</sup> Nd	3,4	<sup>105</sup> Pd	3,1
<sup>98</sup> Mo	2,5	<sup>135</sup> Cs	2,5	<sup>131</sup> Xe	3,3	<sup>151</sup> Sm	2,7
<sup>104</sup> Ru	2,3	<sup>98</sup> Mo	2,2	<sup>135</sup> Cs	2,5	<sup>135</sup> Cs	2,6
<sup>147</sup> Nd	2,0	<sup>153</sup> Eu	1,9	<sup>98</sup> Mo	2,3	<sup>98</sup> Mo	2,5
<sup>107</sup> Pd	1,8	<sup>104</sup> Ru	1,8	<sup>153</sup> Eu	1,9	<sup>93</sup> Zr	1,8
<sup>133</sup> Cs	1,8	<sup>143</sup> Pr	1,7	<sup>104</sup> Ru	1,7	<sup>141</sup> Pr	1,7
<sup>100</sup> Mo	1,6	<sup>107</sup> Pd	1,5	<sup>93</sup> Zr	1,4	<sup>100</sup> Mo	1,5
<sup>141</sup> Ce	1,5	<sup>100</sup> Mo	1,4	<sup>100</sup> Mo	1,4	<sup>153</sup> Eu	1,5
<sup>154</sup> Nd	1,5	<sup>93</sup> Zr	1,3	<sup>107</sup> Pd	1,4	<sup>104</sup> Ru	1,2
<sup>93</sup> Zr	1,4	<sup>141</sup> Ce	0,9	<sup>143</sup> Pr	1,0	<sup>107</sup> Pd	0,9
<sup>131</sup> I	1,4	<sup>146</sup> Nd	0,9	<sup>141</sup> Pr	0,9	<sup>146</sup> Nd	0,8
	77,2		81,6		84,1		82,8

Таблица 5

Список важнейших изотопов в порядке убывания их влияния на величину сечения захвата псевдоосколка для топливных композиций <sup>239</sup>Pu (100%), <sup>238</sup>U (84%), <sup>239</sup>Pu (16%)

Время облучения, сут							
5		50		100		730	
Изотоп	Вклад, %	Изотоп	Вклад, %	Изотоп	Вклад, %	Изотоп	Вклад, %
<sup>101</sup> Ru	11,8	<sup>101</sup> Ru	10,3	<sup>101</sup> Ru	10,1	<sup>101</sup> Ru	9,3
<sup>103</sup> Ru	8,9	<sup>99</sup> Tc	6,5	<sup>99</sup> Tc	6,7	<sup>103</sup> Rh	8,3
<sup>105</sup> Pd	4,3	<sup>105</sup> Pd	6,2	<sup>105</sup> Pd	6,2	<sup>99</sup> Tc	6,6
<sup>107</sup> Pd	4,3	<sup>133</sup> Cs	5,6	<sup>133</sup> Cs	5,9	<sup>105</sup> Pd	6,1
<sup>97</sup> Mo	3,8	<sup>103</sup> Ru	5,4	<sup>103</sup> Rh	5,0	<sup>133</sup> Cs	6,0
<sup>151</sup> Sm	3,8	<sup>151</sup> Sm	4,8	<sup>151</sup> Sm	4,6	<sup>147</sup> Pm	3,9
<sup>102</sup> Ru	3,5	<sup>149</sup> Sm	4,0	<sup>147</sup> Pm	4,3	<sup>143</sup> Nd	3,7
<sup>99</sup> Tc	3,4	<sup>107</sup> Pd	3,7	<sup>149</sup> Sm	4,0	<sup>131</sup> Xe	3,6
<sup>135</sup> Cs	3,1	<sup>147</sup> Pm	3,7	<sup>103</sup> Ru	3,7	<sup>151</sup> Sm	3,5
<sup>145</sup> Nd	2,7	<sup>97</sup> Mo	3,4	<sup>107</sup> Pd	3,7	<sup>149</sup> Sm	3,5
<sup>104</sup> Ru	2,6	<sup>103</sup> Rh	3,2	<sup>131</sup> Xe	3,5	<sup>107</sup> Pd	3,5
<sup>143</sup> Pr	2,6	<sup>102</sup> Ru	3,1	<sup>97</sup> Mo	3,3	<sup>102</sup> Ru	3,2
<sup>99</sup> Mo	2,5	<sup>131</sup> Xe	3,1	<sup>143</sup> Nd	3,1	<sup>97</sup> Mo	3,2
<sup>149</sup> Sm	2,5	<sup>135</sup> Cs	2,8	<sup>102</sup> Ru	3,1	<sup>135</sup> Cs	2,6
<sup>98</sup> Mo	2,4	<sup>143</sup> Nd	2,5	<sup>135</sup> Cs	2,7	<sup>95</sup> Mo	2,6
<sup>109</sup> Ag	2,2	<sup>145</sup> Nd	2,4	<sup>145</sup> Nd	2,3	<sup>145</sup> Nd	2,2
<sup>133</sup> Cs	1,9	<sup>104</sup> Ru	2,3	<sup>104</sup> Ru	2,2	<sup>104</sup> Ru	2,2
<sup>149</sup> Pm	1,8	<sup>98</sup> Mo	2,1	<sup>98</sup> Mo	2,1	<sup>98</sup> Mo	2,1
<sup>100</sup> Mo	1,6	<sup>153</sup> Eu	2,0	<sup>153</sup> Eu	2,0	<sup>109</sup> Ag	1,8
<sup>141</sup> Ce	1,5	<sup>109</sup> Ag	2,0	<sup>109</sup> Ag	1,9	<sup>153</sup> Eu	1,8
<sup>105</sup> Rh	1,5	<sup>100</sup> Mo	1,4	<sup>100</sup> Mo	1,4	<sup>141</sup> Pr	1,5
<sup>147</sup> Nd	1,4	<sup>143</sup> Pr	1,4	<sup>129</sup> I	1,0	<sup>100</sup> Mo	1,4
		<sup>129</sup> I	1,0	<sup>141</sup> Pr	1,0	<sup>152</sup> Sm	1,0
	74,1		82,9		83,8		83,6

Списки изотопов из работ [II, I2] практически совпадают. Отличия списков табл. 4 и работ [IO, II, I3] друг от друга связаны, по мнению авторов, с использованием различных наборов оцененных данных по сечениям, различных топливных композиций и времен облучения. Так, усредненные по спектру активной зоны стандартного быстрого реактора сечения захвата австралийской библиотеки и JENDL отличаются примерно для  $^{105}\text{Pd}$  на 50%, для  $^{107}\text{Pd}$  на 60%, для  $^{135}\text{Cs}$  на 60%, для  $^{133}\text{Cs}$  на 20%, для  $^{149}\text{Sm}$  на 40%, для  $^{101}\text{Ru}$  на 7% и т.д.

Как видно из табл. 3-5, значения коэффициентов чувствительности среднего сечения захвата продуктов деления к вариациям сечений захвата отдельных ядер невелики. Если предположить, что погрешности различных сечений и выходов продуктов деления являются независимыми величинами, то погрешность  $\hat{\sigma}_{\text{сар}}$  можно оценить по формуле  $\delta \hat{\sigma}_{\text{сар}} = \sum_i S_i^2 d_i^2$ , где  $d_i^2$  - дисперсии различных величин.

Предполагая, что погрешности всех сечений захвата одинаковы и равны  $\pm 30\%$ , можно получить оценку  $\delta \hat{\sigma}_{\text{сар}} \approx 6,2\%$  по данным табл. 3 и 5. Используя высказанную в работе [II] оценку влияния выходов на неопределенность  $\hat{\sigma}_{\text{сар}}$ , равную 4%, получим  $\delta \hat{\sigma}_{\text{сар}} = \pm 7,4\%$ ; в предположении отсутствия систематической ошибки в сечениях захвата отдельных ядер можно считать достигнутой требуемую точность определения  $\hat{\sigma}_{\text{сар}}$ , равную 10%.

\* / \*

Результаты работы подтвердили существенную зависимость сечений захвата псевдоосколка деления от времени облучения и композиции топлива. Отмечается достаточно хорошее совпадение величин  $\hat{\sigma}_{\text{сар}}$  псевдоосколка деления  $^{239}\text{Pu}$ , рассчитанных по различным библиотекам оцененных данных. В целом сечение  $\hat{\sigma}_{\text{сар}}$  псевдоосколка и коэффициенты чувствительности  $\hat{\sigma}_{\text{сар}}$  к вариациям сечений захвата отдельных изотопов сильно зависят от исходной библиотеки оцененных данных по сечениям. На основе коэффициентов чувствительности оценена погрешность в величине  $\hat{\sigma}_{\text{сар}}$  псевдоосколка, которая в предположении независимых 30%-ных погрешностей в сечениях продуктов деления и выходах, дающих общий вклад в неопределенность  $\hat{\sigma}_{\text{сар}}$  псевдоосколка 4%, составляет примерно 7,4%. Наличие 10%-ной систематической ошибки в сечениях захвата продуктов деления ухудшает оценку  $\hat{\sigma}_{\text{сар}}$  до 12,4%.

#### Список литературы

1. Петров П.А. Ядерные энергетические установки. М.: Госэнергоиздат, 1958.
2. Tumor J. The Importance of Fission Product Nuclear Data in the Physics Design of Power Reactor Cores. Vienna: IAEA-169, 1974, p.51-82.
3. Fission Product Nuclear Data (FPND)-1977. Vienna: IAEA-213, 1978.
4. Proceedings of the Specialists Meeting on Neutron Cross-Sections of Fission Product Nuclei. Italy, Bologna, 1979.
5. Бобков Ю.Г., Кривцов А.С., Усачев Л.Н. Теория возмущений и анализ чувствительностей - эффективный подход к исследованию задач кинетики продуктов деления в реакторе. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 3(38), с.3.
6. Cook J.L. Fission Product Cross-Sections, AAECS/TM-549, 1970.
7. Чухлова О.П., Воропаев А.И., Ваньков А.А. и др. Расчеты характеристик стандартного быстрого реактора. - Препринт ФЭИ-802. Обнинск, 1977.
8. Rose P.F., Borrowers T.W. BNL-NCS-50545 (ENDF-243), 1976, v.1, 2.
9. Ihara H., Matumoto Z., Tasaka K. e.a. JNDC FP Decay and Yield Data, JAERI-9715, 1981.
10. Bustraan M., Dekker J.W.M., Heijboer R.J., Janssen A.J. Integral Determination of Fission Product Neutron Capture Cross-Sections. Vienna: IAEA-213, 1978, p.627-675.
11. Heijboer R.J., Janssen A.J. Status of Pseudo Fission-Product Cross-Sections for Fast Reactors; Sensitivity Study for Sodium Void Effect. - In: Proceedings of the Specialists Meeting. Italy, Bologna, 1979, p.375-389.
12. Gruppelaar H., Hammer P., Martin - Deidier L. Intercomparison of Adjusted Data Sets for Capture Cross-Sections of Fission Products. - Ibid., p.299-315.
13. Schenter R.E., England T.R. ENDF/B-5 Fission Product Cross-Section Evaluations. - Ibid., p.253-284.

Статья поступила в редакцию 21 марта 1983 г.

ОПТИМИЗАЦИЯ БЛОКОВ РЕГИСТРАЦИИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ  
ДЛЯ УСТАНОВКИ АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА НА УРАН И ТОРИЙ

Е.Г.В е р т м а н

OPTIMISATION OF BLOCK FOR DELAYED NEUTRON DETECTION ON U, Th-ACTIVATION ANALYSIS DEVICE. Results of optimisation high-efficiency blocks for the detected delayed neutrons is discussed. Block of 20 counters СММ-11 for analysis of uranium and block of 20 counters СММ-18 with accelerator-produced neutrons for analysis of thorium in rock by the delayed neutron method is proposed.

Активационный анализ геологических объектов на уран и торий методом запаздывающих нейтронов предъявляет особые требования к блокам регистрации запаздывающих нейтронов. Для повышения чувствительности метода необходимо добиваться максимальной эффективности регистрации нейтронов и минимального фона. Шесть основных групп запаздывающих нейтронов имеют период полураспада 0,2 с-1 мин. Поэтому их регистрируют через короткий промежуток времени после облучения исследуемого образца в реакторе, обычно через 10-20 с. При этом остаточная наведенная  $\beta$ -активность в матрице геологической пробы навеской 1-20 г может быть весьма значительной и достигать 1000 P/ч, что следует учитывать при выборе детектора нейтронов.

Камеры деления регистрируют нейтроны с высокой избирательностью на фоне практически любых по интенсивности потоков  $\beta$ -квантов, но имеют низкую чувствительность к нейтронам. Быстрые запаздывающие нейтроны, средняя энергия которых равна 0,49 МэВ, легко замедлить, поместив облученную пробу в среду замедлителя, например парафин или воду. Медленные же нейтроны с высокой чувствительностью и эффективностью регистрируются газоразрядными счетчиками с борным покрытием катода или наполнением  $^3\text{He}$  [1]. Из газоразрядных счетчиков с высоким значением допустимого  $\beta$ -фона (до 1000 P/ч) наилучшими параметрами обладает коронный счетчик СММ-11, имеющий эффективность регистрации нейтронов, равную 15,5%.

При анализе на торий проба облучается потоком только быстрых нейтронов, что на два порядка снижает наведенную в ней  $\beta$ -активность по сравнению с анализом на уран, когда проба облучается тепловыми нейтронами. В этом случае следует применять гелиевые счетчики с допустимым  $\beta$ -фоном до 100 и 20 P/ч, т.е. соответственно счетчики СММ-17 и СММ-18, эффективность регистрации которых достигает 80%. Блок регистрации запаздывающих нейтронов имеет вид цилиндра из замедлителя, в центре которого размещается проба, доставленная пневмотранспортером из реактора, а вокруг канала с пробой по окружности радиусом R расположены газоразрядные счетчики. Оптимальное число счетчиков и расстояние их до пробы просто и точно определяется экспериментально таким образом, чтобы полная счетная эффективность блока была максимальной. Распределение нейтронов (Po- $\alpha$ -Fe)-источника по радиусу в воде, парафине и графите было измерено для различного числа счетчиков (1-50). Регистрация нейтронов проводилась одним из этих счетчиков. В результате определен оптимальный радиус (7 см) окружности, на которой расположены счетчики вокруг источника. Габариты блока регистрации определяются длиной счетчика и распределением нейтронов в замедлителе. Для блоков регистрации с замедлителем из воды, парафина и полиэтилена с использованием счетчиков СММ-11, СММ-17 и СММ-18 оптимальные высота и диаметр равны 40-50 см.

Эффективность регистрации нейтронов возрастает с увеличением числа счетчиков, что на малых радиусах ограничено размерами самих счетчиков. Расположение счетчиков в несколько рядов недалеко друг от друга приводит к вытеснению замедлителя и появлению эффекта депрессии потока нейтронов, что снижает полную счетную эффективность регистрации. В работе [2] рекомендуют оптимальный блок регистрации с десятью счетчиками, размещенными по окружности диаметром 20 см. Из настоящих экспериментов следует, что для водородсодержащих замедлителей оптимальное число счетчиков - 20. Дальнейшее увеличение их числа не дает существенного прироста скорости счета N нейтронов, зато усложняет и удорожает блок и электронную схему регистрации. В табл. I сопоставлены эффективности регистрации  $\epsilon$  для блоков с различными замедлителями и 20 счетчиками типа СММ-11 и СММ-18. Видно, что наибольшей эффективностью, равной 33%, обладает блок с водяным замедлителем и счетчиками СММ-18.

Другой способ повысить чувствительность метода запаздывающих нейтронов – применить подкритическую сборку-размножитель в качестве усилителя низких потоков нейтронов, испускаемых пробой.

Эффективность регистрации потока нейтронов  
 $4,8 \cdot 10^3$  нейтр./с (Pu- $\alpha$ -Be)-источника блоком  
 с 20 счетчиками СМ-11 и СМ-18 в различных замедлителях

Замедлитель, размер	Радиус оптимизации, см	СМ-11		СМ-18	
		N, имп./с	$\epsilon, \%$	N, имп./с	$\epsilon, \%$
Вода, 50x50x50 см	7	230	4,8	1580	33
Парафин, 50x50x50 см	7	220	4,6	1440	30
Парафин с защитой из висмута, 60x60x60 см	11	153	3,2	1150	24
Полиэтилен, 40x40x40 см	7,5	216	4,5	1390	29
Графит, 40x40x40 см	12	48	0,1	62	1,3

Таблица 1

Эксперименты проводились для размножителя с гетерогенной активной зоной, размеры которой, как и масса делящегося вещества, были далеки от критических. При этом коэффициент размножения был значительно меньше единицы, поэтому упрощалась конструкция сборки и управление ею. Измерения проводили в геометрии с 20 счетчиками типа СМ-11, расположенными в водяном замедлителе по окружности радиусом, равным 7 см. В центр помещали источник нейтронов  $^{252}\text{Cf}$ , окруженный ( $r = 4,4$  см) цилиндрическим размножителем переменной толщины из урана, обогащенного  $^{235}\text{U}$  до 95%.

Ниже приведена зависимость коэффициента размножения зарегистрированных нейтронов от толщины  $^{235}\text{U}$ :

Толщина, мм . . . . .	0	0,4	0,8	1,2	1,6
$K_p$ . . . . .	1,0	1,48	1,50	1,58	1,68

Из этих данных следует, что коэффициент размножения зарегистрированных нейтронов  $K_p$ , равный отношению скорости счета с размножителем к скорости счета без него, уже для толщины  $^{235}\text{U}$  0,4 мм возрастает до 1,48. Дальнейшее увеличение толщины размножителя сказывается значительно слабее и при толщине  $^{235}\text{U}$  1,6 мм  $K_p$  равен 1,68.

Используя блок регистрации запаздывающих нейтронов с гетерогенным размножителем, можно увеличить эффективность регистрации на 68%. Размножитель с гомогенной зоной позволит повысить эффективность, как показывают оценочные расчеты, на 2–3 порядка. Однако следует учесть, что применение размножителя в блоке регистрации одинаково увеличивает число полезных и фоновых нейтронов. Так как эффект размножения нейтронов происходит за счет деления вещества размножителя, следствием этого процесса является также эмиссия запаздывающих нейтронов. Последние имеют период полураспада, сопоставимый с временем регистрации при анализе проб на уран и торий. Это может привести к влиянию фактора накопления на скорость счета при малых интервалах времени между двумя-тремя последовательными анализами.

Результаты измерения 20 счетчиками СМ-11 фона запаздывающих нейтронов от размножителя (цилиндр  $h = 50$  см,  $R = 4,4$  см,  $d = 2,4$  мм) из  $^{235}\text{U}$  (95%) после облучения его нейтронами источника  $^{252}\text{Cf}$  ( $\phi = 1,45 \cdot 10^7$  нейтр./с) в течение 60 с без дополнительной защиты от внешних фоновых нейтронов приведены в табл. 2 и подтверждают приведенные выше предположения. Однако отношение числа фоновых запаздывающих нейтронов к числу зарегистрированных нейтронов источника довольно низкое и равно  $8 \cdot 10^{-4}$ . Так как при анализе природных объектов интенсивность запаздывающих нейтронов, испускаемых пробой, значительно ниже, чем у используемого в экспериментах источника  $^{252}\text{Cf}$ , вклад фоновых запаздывающих нейтронов будет настолько мал, что им можно пренебречь.

Эксперименты с запаздывающими нейтронами показали, что эффективность их регистрации в 5,5 раза выше по сравнению с нейтронами источников  $^{252}\text{Cf}$  или Pu- $\alpha$ -Be. Результаты для блоков с парафиновым замедлителем и 20 счетчиками типа СМ-11, СМ-17 и СМ-18 приведены в табл. 3.

Таблица 2

Зависимость фона запаздывающих нейтронов размножителя от времени измерения

Фон, имп./с	Время после облучения, с					
	10	20	30	40	50	60
С размножителем	78	30	16	10	8	6
Без размножителя	7	8	6	8	7	6

Таблица 3

Параметры	Параметры блоков регистрации нейтронов		
	СМ-11	СМ-17	СМ-18
Эффективность регистрации запаздывающих нейтронов, %:			
без размножителя	25	64	78
с размножителем	42	108	131
Допустимый фон $\beta$ -излучения, Р/ч	1000	100	20



Промышленную установку для анализа геологических объектов методом запаздывающих нейтронов следует оснащать двумя блоками регистрации: СМ-11 без размножителя - для анализа на уран, а СМ-18 с размножителем - для анализа на торий.

#### Список литературы

1. Королев В.И., Чайковский В.Г. - Приборы и техника эксперимента, 1969, № 4, с.208.
2. Воробьев Ю.А., Угольцев О.А. В кн.: Труды II Всесоюзного совещания "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". М., 1974, т.1, с.90.

Статья поступила в редакцию 7 февраля 1983 г.

---

### КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

---

УДК 546.799.4

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ  $^{238}\text{Pu}$

В.В.Овечкин, В.Н.Чесалин, И.А.Шкабура

ГАММА-RADIATION OF  $^{238}\text{Pu}$ . To reliably determine the absolute intensity  $I_\gamma$ , of  $^{238}\text{Pu}$  gamma-radiation and primarily the hard radiation of the energy of 766,4 keV higher accuracy measurements were made of two  $^{238}\text{Pu}$  samples. Measurements of 766,4 keV  $\gamma$ -quantum flux carried out with a calibrated Ge(Li)-detector and the analysis of the possible errors gave the value of  $I_{766,4} = 2,05(14) \cdot 10^{-7}$  quantum/decay. The intensities of other hard quanta were also measured and the relative intensities of  $\alpha$ -transitions to the high energy levels of  $^{234}\text{U}$  were refined.

Исследования спектра жесткого  $\gamma$ -излучения  $^{238}\text{Pu}$ , связанного с разрядкой уровней  $^{234}\text{U}$  высокой энергии, проведены в работах [1-4]. Авторы работ [3, 4] сообщают данные об относительных интенсивностях  $\gamma$ -излучения ( $I'_\gamma$ ) с привязкой к наиболее интенсивной  $\gamma$ -линии с энергией 766,4 кэВ ( $I'_{766,4} = 100$ ). Результаты измерений абсолютных интенсивностей  $\gamma$ -излучения ( $I_\gamma$ ) на один  $\alpha$ -распад  $^{238}\text{Pu}$  содержатся в работах [1, 2], но для жестких  $\gamma$ -квантов значения  $I_\gamma$  сильно расходятся между собой, что затрудняет получение надежных рекомендованных значений [5].

В настоящей работе сообщается о новых измерениях интенсивностей  $I_\gamma$ . Методом счета  $\alpha$ -частиц в ограниченном телесном углу измерена активность базового  $\alpha$ -спектрометрического препарата  $^{238}\text{Pu}$  и в сравнительных измерениях по  $\gamma$ -излучению с энергией 152,7 кэВ с помощью Ge(Li)-детектора определена активность второго препарата  $^{238}\text{Pu}$  [ $6,84(16) \cdot 10^8$  Бк]. После градуировки эффективности Ge(Li)-детектора  $\epsilon = f(E_\gamma)$  определили полный поток  $\gamma$ -квантов с энергией 766,4 кэВ и вычислили абсолютную интенсивность  $I_{766,4} = 2,05(14) \cdot 10^{-7}$ . Это значение затем использовали для определения интенсивности  $I_\gamma$  других менее интенсивных квантов в измерениях с препаратом  $\text{PuO}_2$  массой около 100 мг.

Результаты настоящих измерений интенсивностей  $I_\gamma$  жестких  $\gamma$ -квантов (табл. I) согласуются с измерениями работы [2]. Вместе с тем они существенно меньше рекомендованных значений [5-7], полученных при использовании, как нам представляется, явно завышенных величин из ранней рабо-

ты [1]. Следует отметить, что в последнем справочнике [8] для вычисления относительных интенсивностей  $\alpha$ -переходов ( $I_\alpha$ ) на уровнях  $^{234}\text{U}$  большей энергии используются, как можно показать, значения  $I_\beta$ , близкие к результатам настоящих измерений (в частности, использовано значение  $I$  766,4, равное  $2,3 \cdot 10^{-7}$ , а не  $3,3 \cdot 10^{-7}$  из работы [1]).

Таблица 1  
Абсолютные интенсивности  $\beta$ -излучения на один распад  $^{238}\text{Pu}$ , %

Энергия $\beta$ -квантов, кэВ [5]	Эксперимент		Оценки работ	
	[2]*	Настоящие данные**	[5]	[6]
99,86(1)	$7,24 \cdot 10^{-3}$	$6,31(75) \cdot 10^{-3}$	$8,0(9) \cdot 10^{-3}$	$7,24(20) \cdot 10^{-3}$
152,70(2)	$9,56 \cdot 10^{-4}$	$8,57(78) \cdot 10^{-4}$	$1,1(1) \cdot 10^{-3}$	$1,01(20) \cdot 10^{-3}$
258,3(2)	-	-	$1,1(3) \cdot 10^{-7}$	-
299,2(2)	-	-	$0,7(2) \cdot 10^{-7}$	-
705,6	$5,03 \cdot 10^{-3}$	$5(2) \cdot 10^{-8}$	-	$1,4(2) \cdot 10^{-7}$
708,4(2)	$5,00 \cdot 10^{-7}$	$3,5(7) \cdot 10^{-7}$	$5,6(15) \cdot 10^{-7}$	$3,8(4) \cdot 10^{-7}$
742,8(1)	$5,17 \cdot 10^{-6}$	$4,6(4) \cdot 10^{-6}$	$6,7(8) \cdot 10^{-6}$	$7,6(7) \cdot 10^{-6}$
766,4(1)	$2,19 \cdot 10^{-5}$	$2,05(14) \cdot 10^{-5}$	$2,8(3) \cdot 10^{-5}$	$3,3(3) \cdot 10^{-5}$
786,3(1)	$3,28 \cdot 10^{-6}$	$2,8(2) \cdot 10^{-6}$	$4,1(5) \cdot 10^{-6}$	$4,8(4) \cdot 10^{-6}$
805,6(3)	$1,29 \cdot 10^{-7}$	$1,4(3) \cdot 10^{-7}$	$1,6(2) \cdot 10^{-7}$	$1,8(2) \cdot 10^{-7}$
808,2(3)	$8,00 \cdot 10^{-7}$	$8,0(10) \cdot 10^{-7}$	$1,0(1) \cdot 10^{-6}$	$1,1(1) \cdot 10^{-6}$
851,7(3)	$1,29 \cdot 10^{-6}$	$1,0(1) \cdot 10^{-6}$	$1,7(2) \cdot 10^{-6}$	$1,9(2) \cdot 10^{-6}$
880,5(3)	-	$1,3(3) \cdot 10^{-7}$	$2,0(4) \cdot 10^{-7}$	$2,3(3) \cdot 10^{-7}$
883,2(1)	-	$6,6(13) \cdot 10^{-7}$	$8,4(17) \cdot 10^{-7}$	$1,1(1) \cdot 10^{-6}$
904,4(2)	-	$5(2) \cdot 10^{-8}$	$8(2) \cdot 10^{-8}$	$1,0(2) \cdot 10^{-7}$
926,7(2)	-	$4,9(7) \cdot 10^{-7}$	$7,3(8) \cdot 10^{-7}$	$8,3(8) \cdot 10^{-7}$
942,0(2)	-	$3,9(9) \cdot 10^{-7}$	$5,9(8) \cdot 10^{-7}$	$6,7(7) \cdot 10^{-7}$
946,1(3)	-	$\leq 8 \cdot 10^{-8}$	$1,1(2) \cdot 10^{-7}$	$1,3(2) \cdot 10^{-7}$
1001,9(2)	-	$8,4(12) \cdot 10^{-7}$	$1,3(2) \cdot 10^{-6}$	$1,4(2) \cdot 10^{-6}$
1041,1(3)	-	$2,7(6) \cdot 10^{-7}$	$2,2(4) \cdot 10^{-7}$	$2,8(3) \cdot 10^{-7}$
1085,4(3)	-	$1,0(3) \cdot 10^{-7}$	$2,2(9) \cdot 10^{-7}$	$1,1(2) \cdot 10^{-7}$

\* 0 полных погрешностях не сообщается.

\*\* Даны полные погрешности для  $P = 0,95$ .

На основе новых экспериментальных и оцененных значений  $I_\beta$  для энергий 258,3 и 299,2 кэВ [5] и интенсивности конверсионных электронов с энергией 235 кэВ и около 810 кэВ [8] вычислили интенсивность  $I_\alpha$  для девяти уровней  $^{234}\text{U}$  в интервале энергий 786,28–1085,4 кэВ. Из табл. 2 видно, что в большинстве случаев имеется согласие со значениями интенсивности  $I_\alpha$  справочника [8]. Вместе с тем нет удовлетворительного объяснения большому расхождению для уровня с энергией 851,7 кэВ. Полученные данные для интенсивности  $I_\alpha$  на основе  $\beta$ -спектрометрических измерений существенно дополняют прежнюю информацию прямых измерений  $\alpha$ -спектров  $^{238}\text{Pu}$  с помощью магнитного альфа-спектрографа [9].

Интенсивности  $\alpha$ -переходов, %

Таблица 2

Энергия уровней, кэВ, и спин [8]	Данные работ		Настоящие данные	Энергия уровней, кэВ, и спин [8]	Данные работ		Настоящие данные
	[9]	[8]			[9]	[8]	
1085,4 $2^+$	-	$9 \cdot 10^{-7}$	$8,1(11) \cdot 10^{-7}$	851,7 $2^+$	$2 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$2,2(2) \cdot 10^{-5}$
1044,51 $0^+$	-	$1,3 \cdot 10^{-6}$	$1,2(2) \cdot 10^{-6}$	849,3 $3^-$	-	$1,7 \cdot 10^{-7}$	$1,9(4) \cdot 10^{-7}$
1023,84 $3^-$	-	$4 \cdot 10^{-7}$	$3,5 \cdot 10^{-7}$	809,89 $0^+$	$5 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-5}$	$6,7(13) \cdot 10^{-5}$
947,9 $4^+$	-	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$	786,28 $1^-$	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$7,2(11) \cdot 10^{-6}$
926,71 $2^+$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$1,2(2) \cdot 10^{-6}$				

## Список литературы

1. Lederer C.M., Asaro F., Perlman I. UCRL-18667, 1969, p.3.
2. Gunnink R., Evans J.E., Prindle A.L. UCRL-52139, 1976.
3. Heath R.L. Gamma-ray spectrum catalogue. ANGR-1002-2, 1974.
4. Макаренко А.И., Острепов Л.А., Форафонов Н.В. Изв.АН СССР. Сер.физ., 1971, т.35, с.2335.
5. Хольнов Ю.В., Чечев В.П., Камынов Ш.В. и др. Характеристики излучений радиоактивных нуклидов, применяемых в народном хозяйстве. М.: Атомиздат, 1980.
6. Blachot J., Fische G. Annales de Physique. Supplement, 1981, v.6.
7. Ellis Y.A. In: Nucl. Data Sheets, 1977, v.21, N 4, p.549.
8. Table of Isotopes (Ed. Lederer C.M., Shirley V.S.).New-York: Wiley J. and Sons, Inc., 1978.
9. Баранов С.А., Кулаков В.М., Шатинский В.М. и др. Ядерная физика, 1970, т.12, вып.6, с.1105.

Статья поступила в редакцию 6 апреля 1983 г.

УДК 539.170.015

УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ АНАЛИЗИРУЮЩИХ СПОСОБНОСТЕЙ  
ЗЕРКАЛЬНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ  ${}^2\text{H}(\vec{d},p){}^3\text{H}$  И  ${}^2\text{H}(\vec{d},n){}^3\text{He}$   
ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ ДО 0,5 МэВ

Б.П.А дья с е в и ч, В.Г.А н т о н е н к о

ANGULAR AND ENERGETIC DEPENDENCES OF ANALYSING POWERS FOR THE MIRROR NUCLEAR REACTIONS  ${}^2\text{H}(\vec{d},p){}^3\text{H}$  AND  ${}^2\text{H}(\vec{d},n){}^3\text{He}$  AT LOW ENERGIES BELOW 0,5 MeV. Angular distributions of vector  $A_y$  and tensor  $A_{xz}$ ,  $A_{xx}$ ,  $A_{yy}$  analysing powers for the mirror reactions  ${}^2\text{H}(\vec{d},p){}^3\text{H}$  and  ${}^2\text{H}(\vec{d},n){}^3\text{He}$  with beam of polarized deuterons have been measured at 12 values of energy from 60 to 485 keV. The results for both reactions allows to compare between them because their producing by the same method on thin target and by the same detecting system (associated particles), i.e. under the same conditions. The results are represented in detailed tables.

Зеркальные ядерные реакции  ${}^2\text{H}(\vec{d},p){}^3\text{H}$  и  ${}^2\text{H}(\vec{d},n){}^3\text{He}$  в системе четырех нуклонов уже несколько десятилетий служат объектом теоретических и экспериментальных исследований [1, 2]. Сравнение обеих ветвей реакции  ${}^2\text{H} + {}^2\text{H}$  между собой также представляет интерес с точки зрения зарядовой зависимости междукулоновых взаимодействий.

Большую информационную ценность для анализа свойств реакций  ${}^2\text{H} + {}^2\text{H}$  имеют экспериментальные данные об угловых и энергетических зависимостях анализирующих способностей этих реакций в интервале до 0,5 МэВ. Результаты измерений анализирующих способностей  $A_{xz}(\theta, E_d)$ ,  $A_{xx-yy}(\theta, E_d)$ ,  $A_{xx}(\theta, E_d)$  и  $A_y(\theta, E_d)$  для реакции  ${}^2\text{H}(\vec{d},p){}^3\text{H}$  были получены в работах [3-9], а по реакции  ${}^2\text{H}(\vec{d},n){}^3\text{He}$  имелись данные об угловом распределении лишь при одной энергии ( $E_d = 460$  кэВ) [10], однако их нельзя было сравнивать с соответствующими данными по реакции  ${}^2\text{H}(\vec{d},p){}^3\text{H}$  при этой же средней энергии [5] из-за различия в методах измерений (разные детекторы, толщины мишеней). По существу они были получены в разных экспериментах.

В работе [11] получены систематические данные по анализирующим способностям реакций  ${}^2\text{H} + {}^2\text{H}$  при низких энергиях. Они измерены в одинаковых и лучших по сравнению с предыдущими работами [3-10] экспериментальных условиях. Однородность экспериментальных (в частности, геометрических) условий обусловлена регистрацией всех заряженных частиц - продуктов обеих ветвей реакции  ${}^2\text{H} + {}^2\text{H}$  (протонов, ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ ), а лучшее разрешение по углам и энергии достигнуто за счет улучшения коллимации детектируемых частиц, что привело к уменьшению толщины используемой части мишени (около 10 кэВ).

В работе [11] приводятся угловые и энергетические зависимости анализирующих способностей  $A_{xz}$ ,  $A_{xx-yy}$ ,  $A_{xx}$  и  $A_y$  реакций  ${}^2\text{H} + {}^2\text{H}$  в интервале 60-485 кэВ, обобщенные в виде контурных диаграмм.

В настоящей работе приводятся те же экспериментальные результаты в виде соответствующих таблиц с первоначальными (необобщенными) данными. Для каждого из 12 значений энергии от 60 до 485 кэВ угловые распределения анализирующих способностей двух зеркальных ядерных реакций  ${}^2\text{H}(\vec{d}, p){}^3\text{H}$  и  ${}^2\text{H}(\vec{d}, n){}^3\text{He}$  сведены соответственно в две таблицы. Диапазон углов в лабораторной системе для энергий до 280 кэВ начинается с  $30^\circ$ , выше 280 кэВ – с  $20^\circ$  и заканчивается  $150^\circ$  для энергий меньше 370 кэВ. При более высоких энергиях измерения на задних углах препятствовало смешивание сигналов от частиц  ${}^3\text{He}$  и фона рассеянных дейтронов. Для таких углов приводятся лишь данные по реакции  ${}^2\text{H}(\vec{d}, p){}^3\text{H}$ .

В табл. I–24 указываются значения угла  $\theta$  в системе центра масс, значения тензорных  $A_{zz}$ ,  $A_{xx-yy}$ ,  $A_{xz}$  и векторной  $A_y$  анализирующих способностей, вид регистрируемой частицы и угол  $\theta_{\text{лаб}}$  в лабораторной системе. Указанное под каждым значением целое число в  $10^3$  раз больше ошибки результата, полученной при статистическом усреднении данных по нескольким (не менее чем по четырем) сериям измерений.

Таблица I

Анализирующие способности реакции  ${}^2\text{H}(\vec{d}, p){}^3\text{H}$  при 60 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
25,1	-0,911 139	0,398 222	-0,109 118	-0,055 30	${}^3\text{H}$	150
30,6	-0,596 72	-0,052 111	-0,468 86	-0,048 12	p	30
38,7	-0,879 147	0,158 237	-0,157 111	0,037 29	${}^3\text{H}$	135
46,7	-0,543 93	-0,500 155	-0,515 60	0,085 18	p	45
52,5	-0,352 94	-0,324 160	-0,363 71	0,060 16	${}^3\text{H}$	120
62,4	-0,078 96	-0,384 164	-0,481 88	0,118 15	p	60
66,7	—	—	-0,267 144	0,204 29	${}^3\text{H}$	105
77,7	0,004 136	-0,781 239	-0,226 101	0,196 25	p	75
96,8	0,461 138	-0,508 238	-0,160 102	0,244 24	${}^3\text{H}$	75
107,8	—	—	0,360 162	0,204 30	p	105
112,7	0,122 90	-0,752 162	0,276 94	0,197 14	${}^3\text{H}$	60
122,6	-0,128 75	-0,128 130	0,503 100	0,205 14	p	120
129,3	-0,331 79	-0,376 144	0,379 66	0,144 16	${}^3\text{H}$	45
137,3	-0,414 139	-0,389 239	0,234 124	0,209 25	p	135
146,6	-0,453 65	0,231 105	0,390 91	0,133 12	${}^3\text{H}$	30
154,1	-0,425 144	-0,280 246	0,274 142	0,054 30	p	150

Таблица 2

Анализирующие способности реакции  ${}^2\text{H}(\vec{d}, p){}^3\text{H}$  при 80 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
24,4	-0,575 39	-0,029 54	-0,219 30	0,018 8	${}^3\text{H}$	150
30,8	-0,577 39	-0,125 54	-0,392 30	0,043 8	p	30
37,8	-0,422 62	-0,132 102	-0,366 79	0,029 16	${}^3\text{H}$	135

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
47,0	-0,358 49	-0,405 41	-0,446 36	0,097 10	p	45
51,4	-0,369 90	-0,590 152	-0,283 45	0,058 12	$^3\text{H}$	120
62,8	-0,079 50	-0,480 89	-0,439 44	0,134 12	p	60
65,5	-0,108 41	-0,619 76	-0,379 40	0,148 10	$^3\text{H}$	105
78,2	0,270 44	-0,720 79	-0,390 40	0,170 9	p	75
80,1	0,115 97	-0,663 70	-0,315 91	0,153 22	$^3\text{H}$	90
93,3	0,232 95	-0,942 167	-0,136 59	0,221 14	p	90
95,5	0,306 51	-0,368 91	0,058 48	0,205 9	$^3\text{H}$	75
108,2	0,222 41	-0,780 78	0,099 42	0,240 9	p	105
111,6	0,158 49	-0,510 85	0,186 48	0,215 11	$^3\text{H}$	60
122,9	-0,040 82	-0,448 143	0,307 46	0,198 11	p	120
128,4	-0,200 45	-0,397 80	0,399 43	0,173 9	$^3\text{H}$	45
137,6	-0,336 59	-0,365 97	0,363 60	0,186 13	p	135
145,9	-0,408 36	-0,236 59	0,367 41	0,156 7	$^3\text{H}$	30
152,3	-0,395 60	-0,222 100	0,297 49	0,083 11	p	150

Таблица 3

Анализаторские способности реакции  $^2\text{H}(d,p)^3\text{H}$  при 105 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
23,8	-0,630 43	-0,026 71	-0,148 44	0,020 12	$^3\text{H}$	150
31,1	-0,614 43	-0,086 70	-0,322 40	0,046 10	p	30
36,8	-0,458 48	-0,059 81	-0,289 41	0,039 14	$^3\text{H}$	135
47,3	-0,300 46	-0,324 80	-0,363 43	0,076 11	p	45
50,1	-0,286 42	-0,332 72	-0,373 39	0,067 12	$^3\text{H}$	120
63,2	-0,129 37	-0,655 66	-0,384 35	0,131 10	p	60
64,1	-0,084 37	-0,307 75	-0,358 47	0,121 10	$^3\text{H}$	105
78,6	0,194 37	-0,807 66	-0,345 30	0,179 9	p	75
78,7	0,159 39	-0,646 62	-0,275 34	0,178 10	$^3\text{H}$	90
93,8	0,242 34	-0,702 60	-0,038 36	0,208 9	p	90
94,1	0,264 37	-0,734 65	-0,076 32	0,221 9	$^3\text{H}$	75

Окончание табл. 3

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
108,6	0,195 37	-0,556 65	0,186 39	0,242 9	p	105
110,3	0,106 36	-0,550 63	0,232 40	0,232 9	$^3\text{H}$	60
123,3	-0,010 37	-0,478 65	0,241 48	0,234 9	p	120
127,4	-0,004 43	-0,396 75	0,293 39	0,219 9	$^3\text{H}$	45
138,0	-0,100 55	-0,236 114	0,294 49	0,201 11	p	135
145,2	-0,376 38	-0,374 65	0,267 27	0,119 9	$^3\text{H}$	30
152,6	-0,443 43	-0,081 73	0,288 49	0,106 11	p	150

Таблица 4

Анализирующие способности реакции  $^2\text{H}(\bar{d}, p)^3\text{H}$  при 140 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_x$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
22,9	-0,658 39	-0,043 60	-0,167 32	-0,007 12	$^3\text{H}$	150
31,4	-0,560 38	-0,250 59	-0,383 31	0,029 11	p	30
35,5	-0,490 37	-0,094 60	-0,291 29	0,025 11	$^3\text{H}$	135
47,7	-0,445 35	-0,172 55	-0,511 30	0,062 10	p	45
48,6	-0,428 33	-0,170 52	-0,396 27	0,094 11	$^3\text{H}$	120
62,4	-0,210 26	-0,432 47	-0,413 26	0,125 7	$^3\text{H}$	105
63,6	-0,111 37	-0,422 64	-0,421 25	0,150 9	p	60
76,9	0,030 28	-0,480 51	-0,398 26	0,196 8	$^3\text{H}$	90
79,2	0,094 30	-0,545 56	-0,311 28	0,199 8	p	75
92,4	0,226 30	-0,679 55	-0,081 28	0,230 8	$^3\text{H}$	75
94,3	0,258 29	-0,565 51	-0,120 27	0,229 8	p	90
108,8	0,151 30	-0,431 54	0,098 26	0,249 8	$^3\text{H}$	60
109,2	0,236 29	-0,602 51	0,076 28	0,260 7	p	105
123,8	0,021 34	-0,135 59	0,278 32	0,237 9	p	120
126,2	-0,040 35	-0,256 60	0,266 34	0,236 9	$^3\text{H}$	45
138,4	-0,149 34	-0,071 56	0,206 35	0,165 11	p	135
144,4	-0,254 38	-0,056 65	0,236 35	0,182 10	$^3\text{H}$	30
152,9	-0,401 40	0,006 66	0,221 37	0,150 10	p	150

Таблица 5

Анализирующие способности реакции  ${}^2\text{H}(\vec{d}, p){}^3\text{H}$  при 175 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
22,2	-0,681 41	-0,080 63	-0,282 31	-0,006 12	${}^3\text{H}$	150
31,6	-0,646 52	-0,386 86	-0,372 27	-0,046 16	p	30
34,5	-0,596 31	-0,177 45	-0,339 28	+0,035 9	${}^3\text{H}$	135
47,3	-0,477 34	-0,202 53	-0,403 33	+0,052 10	${}^3\text{H}$	120
48,1	-0,368 33	-0,260 55	-0,446 25	+0,053 9	p	45
60,9	-0,228 28	-0,481 51	-0,451 26	+0,122 9	${}^3\text{H}$	105
64,1	-0,134 29	-0,403 52	-0,500 25	+0,113 8	p	60
75,4	+0,069 30	-0,316 53	-0,375 27	+0,195 8	${}^3\text{H}$	90
79,6	+0,128 35	-0,151 61	-0,382 25	+0,221 8	p	75
90,9	+0,162 34	-0,557 59	-0,140 24	+0,248 8	${}^3\text{H}$	75
94,8	+0,143 27	-0,412 45	-0,137 27	+0,249 8	p	90
107,5	+0,170 29	-0,400 50	+0,054 27	+0,265 8	${}^3\text{H}$	60
109,7	+0,120 30	-0,456 53	+0,081 28	+0,290 8	p	105
124,3	+0,066 30	-0,264 52	-0,109 33	+0,249 9	p	120
125,1	-0,023 32	-0,223 55	+0,195 32	+0,231 8	${}^3\text{H}$	45
138,7	-0,239 25	-0,209 42	+0,025 33	+0,184 7	p	135
143,7	-0,367 38	-0,030 63	+0,249 34	+0,156 10	${}^3\text{H}$	30
153,1	-0,380 32	-0,033 52	+0,252 32	+0,126 9	p	150

Таблица 6

Анализирующие способности реакции  ${}^2\text{H}(\vec{d}, p){}^3\text{H}$  при 205 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
21,6	-0,634 31	-0,043 50	-0,201 27	0,026 11	${}^3\text{H}$	150
31,8	-0,619 37	-0,149 60	-0,421 21	0,060 9	p	30
33,8	-0,505 30	-0,035 50	-0,229 25	0,023 11	${}^3\text{H}$	135
46,3	-0,442 28	-0,247 45	-0,456 20	0,069 9	${}^3\text{H}$	120
48,4	-0,402 29	-0,222 50	-0,491 23	0,078 10	p	45
59,7	-0,274 33	-0,313 58	-0,486 21	0,119 8	${}^3\text{H}$	105
64,4	-0,198 27	-0,415 47	-0,450 21	0,124 9	p	60

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
72,2	-0,039 27	-0,457 46	-0,367 22	0,172 8	$^3\text{H}$	90
80,0	0,085 27	-0,502 48	-0,385 23	0,203 7	p	75
89,8	0,195 30	-0,519 53	-0,170 25	0,250 7	$^3\text{H}$	75
95,2	0,130 28	-0,307 49	-0,125 25	0,288 8	p	90
106,5	0,152 22	-0,291 48	0,007 23	0,270 7	$^3\text{H}$	60
110,0	0,120 39	-0,294 68	0,053 25	0,277 7	p	105
124,3	0,060 29	-0,240 48	0,168 29	0,239 8	$^3\text{H}$	45
124,6	-0,034 28	-0,264 50	0,229 26	0,240 8	p	120
139,0	-0,197 27	-0,125 47	0,224 28	0,187 8	p	135
143,1	-0,206 35	-0,160 60	0,171 25	0,146 10	$^3\text{H}$	30
153,3	-0,432 31	0,048 53	0,193 28	0,147 10	p	150

Таблица 7  
Анализирующие способности реакции  $^2\text{H}(d,p)^3\text{H}$  при 240 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
21,0	-0,682 29	-0,086 45	-0,168 23	0,033 8	$^3\text{H}$	150
32,0	-0,709 35	-0,224 59	-0,406 25	0,032 10	p	30
32,8	-0,617 29	-0,068 47	-0,257 16	0,025 9	$^3\text{H}$	135
45,2	-0,503 23	-0,110 37	-0,389 20	0,072 8	$^3\text{H}$	120
48,6	-0,446 18	-0,176 28	-0,456 18	0,062 6	p	45
58,5	-0,276 22	-0,300 38	-0,482 18	0,128 7	$^3\text{H}$	105
64,8	-0,221 23	-0,257 40	-0,458 20	0,125 8	p	60
72,9	-0,042 28	-0,205 48	-0,340 22	0,177 8	$^3\text{H}$	90
80,4	0,019 26	-0,210 44	-0,337 19	0,197 8	p	75
88,5	0,071 25	-0,167 43	-0,227 18	0,257 8	$^3\text{H}$	75
95,6	0,112 26	-0,175 44	-0,173 20	0,269 8	p	90
105,4	0,069 29	-0,099 106	-0,006 24	0,277 8	$^3\text{H}$	60
110,5	0,089 25	-0,195 44	0,017 19	0,277 7	p	105
123,4	-0,042 19	-0,024 32	0,100 25	0,262 6	$^3\text{H}$	45
125,0	-0,118 20	-0,074 33	0,167 23	0,248 6	p	120



Окончание табл. 7

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб.}}$ град.
139,3	-0,202 21	-0,056 38	0,166 17	0,182 7	p	135
142,5	-0,247 28	-0,042 47	0,139 25	0,189 8	$^3\text{H}$	30
153,5	-0,334 19	0,023 31	0,135 20	0,121 6	p	150

Таблица 8

Анализирующие способности реакции  $^2\text{H}(d,p)^3\text{H}$  при 280 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб.}}$ град.
20,3	-0,785 35	-0,089 52	-0,265 28	-0,017 12	$^3\text{H}$	150
22,1	-0,907 34	-0,109 43	-0,336 23	-0,000 10	p	20
31,8	-0,729 30	-0,070 41	-0,325 21	-0,011 7	$^3\text{H}$	135
32,2	-0,728 44	-0,132 69	-0,414 25	0,004 16	p	30
44,0	-0,562 23	-0,093 32	-0,471 20	0,040 7	$^3\text{H}$	120
49,0	-0,454 36	-0,152 60	-0,511 21	0,055 9	p	45
57,2	-0,355 20	-0,136 30	-0,445 23	0,078 6	$^3\text{H}$	105
65,2	-0,198 25	-0,105 42	-0,513 22	0,100 8	p	60
71,5	-0,180 15	-0,079 25	-0,361 19	0,170 5	$^3\text{H}$	90
80,9	-0,046 15	0,024 27	-0,320 18	0,196 5	p	75
87,2	0,056 16	0,028 28	-0,281 17	0,237 6	$^3\text{H}$	75
96,1	0,033 12	0,022 22	-0,173 16	0,257 5	p	90
104,2	0,058 24	0,028 41	-0,096 22	0,298 7	$^3\text{H}$	60
110,9	0,035 16	-0,101 28	0,003 25	0,264 5	p	105
122,4	0,023 35	-0,051 60	0,041 22	0,259 8	$^3\text{H}$	45
125,4	-0,092 20	0,008 34	0,103 21	0,273 6	p	120
139,6	-0,272 22	-0,067 37	0,177 22	0,203 6	p	135
141,8	-0,113 42	-0,023 73	0,116 30	0,176 13	$^3\text{H}$	30
153,7	-0,359 23	-0,011 36	0,122 28	0,106 7	p	150
153,8	-0,361 24	-0,093 39	0,164 25	0,119 7	$^3\text{H}$	20

Таблица 9

Анализирующие способности реакции  ${}^2\text{H}(\vec{d}, p){}^3\text{H}$  при 320 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
19,8	-0,712 22	-0,011 31	-0,200 18	-0,002 6	${}^3\text{H}$	150
20,9	-0,729 34	-0,025 54	-0,339 21	0,016 13	p	20
30,9	-0,682 22	-0,055 34	-0,375 18	0,025 8	${}^3\text{H}$	135
32,4	-0,689 37	-0,120 61	-0,347 23	0,024 14	p	30
42,9	-0,574 17	-0,127 24	-0,422 11	0,034 5	${}^3\text{H}$	120
49,2	-0,485 31	-0,073 51	-0,418 18	0,056 8	p	45
55,9	-0,326 27	-0,056 44	-0,472 16	0,105 8	${}^3\text{H}$	105
65,5	-0,216 20	-0,051 34	-0,451 16	0,131 7	p	60
70,2	-0,171 22	-0,026 39	-0,401 17	0,165 8	${}^3\text{H}$	90
81,2	-0,057 30	-0,038 52	-0,296 20	0,192 10	p	75
86,0	-0,023 20	0,015 34	-0,314 18	0,227 7	${}^3\text{H}$	75
96,5	-0,035 17	0,033 30	-0,184 17	0,281 7	p	90
103,1	-0,053 20	0,091 34	-0,138 17	0,293 7	${}^3\text{H}$	60
111,3	-0,068 19	0,135 33	-0,041 16	0,288 7	p	105
121,6	-0,033 22	0,140 37	0,009 20	0,278 8	${}^3\text{H}$	45
125,7	-0,145 12	0,075 20	0,098 11	0,261 6	p	120
139,9	-0,252 16	0,048 26	0,108 16	0,180 6	p	135
141,2	-0,210 27	-0,024 47	0,168 26	0,177 9	${}^3\text{H}$	30
153,0	-0,336 15	-0,017 23	0,131 15	0,115 4	p	150
153,3	-0,367 21	-0,051 36	0,114 23	0,122 7	${}^3\text{H}$	20

Таблица 10

Анализирующие способности реакции  ${}^2\text{H}(\vec{d}, p){}^3\text{H}$  при 370 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
22,4	-0,853 27	-0,100 44	-0,302 17	0,003 9	p	20
32,6	-0,675 20	-0,124 31	-0,403 15	0,020 7	p	30
33,7	-0,578 21	-0,047 33	-0,322 15	0,043 7	${}^3\text{H}$	130
41,6	-0,539 13	-0,133 18	-0,434 11	0,057 4	${}^3\text{H}$	120
44,0	-0,720 25	-0,127 40	-0,651 17	0,048 9	p	40

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xk-yu}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб. град.}}$
50,1	-0,444 15	-0,099 24	-0,444 12	0,069 5	$^3\text{H}$	110
55,1	-0,401 17	-0,050 29	-0,523 14	0,056 6	p	50
59,1	-0,356 20	-0,090 33	-0,451 13	0,085 7	$^3\text{H}$	100
65,9	-0,259 22	-0,023 37	-0,442 31	0,111 8	p	60
68,8	-0,196 15	0,040 25	-0,448 13	0,174 5	$^3\text{H}$	90
76,5	-0,111 22	0,115 38	-0,387 16	0,169 7	p	70
79,1	-0,090 40	0,054 68	-0,407 16	0,226 8	$^3\text{H}$	80
86,8	-0,064 22	0,277 38	-0,262 16	0,232 7	p	80
90,1	-0,058 33	0,167 57	-0,263 28	0,294 10	$^3\text{H}$	70
97,0	-0,004 17	0,230 29	-0,193 12	0,286 6	p	90
101,8	-0,003 31	0,263 53	-0,130 28	0,309 8	$^3\text{H}$	60
106,8	-0,031 15	0,197 25	-0,077 14	0,318 6	p	100
114,2	-0,003 18	0,090 31	-0,066 17	0,295 7	$^3\text{H}$	50
116,6	-0,064 14	0,082 30	0,037 12	0,281 5	p	110
126,1	-0,165 9	0,039 15	0,105 9	0,256 5	p	120
127,1	-0,110 17	0,087 29	0,086 15	0,233 6	$^3\text{H}$	40
135,5	-0,262 12	0,036 20	0,127 14	0,208 5	p	130
140,6	-0,225 17	-0,017 29	0,134 18	0,183 6	$^3\text{H}$	30
152,9	-0,330 19	0,037 31	0,198 20	0,112 7	$^3\text{H}$	20

Таблица II

Анализирующие способности реакции  $^2\text{H}(\vec{d}, p)^3\text{H}$  при 420 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xk-yu}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб. град.}}$
22,5	-0,741 20	-0,016 31	-0,297 16	0,001 7	p	20
32,7	-0,550 17	-0,018 27	-0,328 17	0,077 6	$^3\text{H}$	130
32,8	-0,639 19	-0,065 29	-0,406 13	0,015 7	p	30
40,5	-0,499 21	-0,133 35	-0,391 17	0,051 6	$^3\text{H}$	120
44,3	-0,521 20	-0,066 32	-0,450 12	0,019 8	p	40
48,8	-0,480 18	-0,208 29	-0,445 15	0,096 7	$^3\text{H}$	110
55,4	-0,363 14	-0,012 23	-0,464 13	0,069 5	p	50

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
57,7	-0,398 24	0,040 41	-0,413 19	0,089 9	$^3\text{H}$	100
66,3	-0,248 16	0,112 27	-0,398 13	0,100 5	p	60
67,4	-0,247 19	0,128 32	-0,438 16	0,167 7	$^3\text{H}$	90
76,9	-0,119 14	0,180 25	-0,336 16	0,170 5	p	70
77,7	-0,128 17	0,098 29	-0,406 16	0,223 6	$^3\text{H}$	80
87,3	-0,028 18	0,244 32	-0,236 16	0,235 6	p	80
88,8	-0,045 15	0,319 26	-0,250 18	0,286 6	$^3\text{H}$	70
97,4	-0,053 15	0,292 26	-0,186 15	0,284 6	p	90
100,6	0,025 16	0,225 30	-0,216 17	0,306 6	$^3\text{H}$	60
107,3	0,026 15	0,267 27	-0,102 17	0,303 6	p	100
113,1	0,021 14	0,239 25	-0,004 18	0,300 6	$^3\text{H}$	50
117,0	-0,024 14	0,099 24	-0,014 15	0,301 6	p	110
126,2	-0,088 15	-0,016 27	0,092 16	0,254 6	$^3\text{H}$	40
126,5	-0,162 17	0,072 29	0,100 16	0,248 5	p	120
135,9	-0,227 12	0,044 20	0,112 15	0,211 5	p	130
139,8	-0,219 16	-0,036 27	0,125 16	0,189 6	$^3\text{H}$	30
152,4	-0,347 17	-0,012 29	0,087 17	0,125 6	$^3\text{H}$	20

Таблица 12

Анализирующие способности реакции  $^2\text{H}(d,p)^3\text{H}$  при 485 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
22,7	-0,782 18	-0,056 25	-0,276 18	-0,012 6	p	20
31,4	-0,632 26	-0,146 42	-0,314 20	0,054 10	$^3\text{H}$	130
33,1	-0,636 27	-0,174 46	-0,445 16	0,022 8	p	30
39,0	-0,581 24	-0,057 38	-0,409 18	0,087 8	$^3\text{H}$	120
44,6	-0,575 21	-0,091 34	-0,477 16	0,043 8	p	40
47,2	-0,544 30	-0,068 50	-0,474 20	0,032 12	$^3\text{H}$	110
55,8	-0,349 18	0,010 29	-0,415 15	0,063 7	p	50
56,1	-0,353 22	0,034 36	-0,425 15	0,073 7	$^3\text{H}$	100
65,7	-0,267 21	0,180 36	-0,426 14	0,123 6	$^3\text{H}$	90

Окончание табл. I2

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
66,8	-0,322 18	0,211 31	-0,393 15	0,130 7	p	60
76,1	-0,207 20	0,310 34	-0,416 16	0,189 7	$^3\text{H}$	80
77,4	-0,232 16	0,306 28	-0,363 14	0,183 5	p	70
87,3	-0,143 15	0,458 26	-0,295 14	0,244 5	$^3\text{H}$	70
87,8	-0,095 19	0,438 34	-0,295 16	0,222 7	p	80
97,9	-0,092 20	0,406 34	-0,273 14	0,295 6	p	90
99,2	-0,119 18	0,387 31	-0,173 16	0,286 6	$^3\text{H}$	60
107,8	-0,123 20	0,334 34	-0,078 16	0,311 6	p	100
111,9	-0,088 22	0,310 38	-0,075 16	0,300 7	$^3\text{H}$	50
117,5	-0,090 20	0,214 36	-0,011 21	0,281 7	p	110
125,2	-0,115 24	0,147 34	0,066 19	0,245 7	$^3\text{H}$	40
126,9	-0,171 18	0,113 31	0,050 18	0,263 6	p	120
136,3	-0,254 18	0,034 30	0,128 18	0,216 6	p	130
139,1	-0,209 19	0,021 33	0,023 16	0,192 7	$^3\text{H}$	30
151,4	-0,320 15	0,011 25	0,058 19	0,098 6	$^3\text{H}$	20

Таблица I3

Анализирующие способности реакции  $^2\text{H}(\vec{d}, n)^3\text{He}$  при 60 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
24,6	-0,627 150	0,296 248	-0,062 120	-0,067 32	$^3\text{He}$	150
38,0	-0,601 167	0,113 280	-0,121 159	-0,028 32	$^3\text{He}$	135
51,7	-0,422 107	-0,224 182	-0,037 76	0,057 17	$^3\text{He}$	120
65,8	-	-	-0,342 145	0,235 36	$^3\text{He}$	105
95,8	0,282 180	-1,210 319	-0,009 110	0,254 25	$^3\text{He}$	75
111,9	-0,195 96	-1,156 176	0,291 106	0,244 13	$^3\text{He}$	60
128,7	-0,331 94	-0,489 162	0,401 69	0,177 17	$^3\text{He}$	45
146,1	-0,396 66	0,071 107	0,611 98	0,152 11	$^3\text{He}$	30

Таблица 14  
Анализирующие способности реакции  ${}^2\text{H}(\vec{d}, n){}^3\text{He}$  при 80 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб.}} \text{ град.}$
23,9	-0,478 55	0,058 89	-0,036 35	0,000 10	${}^3\text{He}$	150
37,0	-0,452 67	-0,118 112	-0,092 47	0,005 15	${}^3\text{He}$	135
50,4	-0,338 88	-0,281 151	-0,164 37	0,060 11	${}^3\text{He}$	120
64,4	-0,018 42	-0,430 78	-0,330 42	0,075 11	${}^3\text{He}$	105
79,0	0,168 91	-0,421 150	-0,343 55	0,182 14	${}^3\text{He}$	90
94,4	0,194 49	-0,524 86	0,059 41	0,222 10	${}^3\text{He}$	75
110,6	0,176 47	-0,444 85	0,270 48	0,216 11	${}^3\text{He}$	60
127,6	-0,328 54	-0,565 94	0,412 45	0,153 9	${}^3\text{He}$	45
145,4	-0,432 36	-0,302 55	0,321 29	0,129 7	${}^3\text{He}$	30

Табл. 15  
Анализирующие способности реакции  ${}^2\text{H}(\vec{d}, n){}^3\text{He}$  при 105 кэВ

$\theta$ , град	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб.}} \text{ град.}$
22,2	-0,460 109	-0,056 495	-0,068 47	-0,042 15	${}^3\text{He}$	150
35,9	-0,348 70	-0,028 116	-0,054 81	0,002 18	${}^3\text{He}$	135
49,1	-0,378 60	-0,053 102	-0,276 47	0,011 16	${}^3\text{He}$	120
62,9	-0,189 45	-0,433 78	-0,289 38	0,084 11	${}^3\text{He}$	105
77,4	0,041 42	-0,360 74	-0,217 34	0,192 9	${}^3\text{He}$	90
92,9	0,057 41	-0,570 72	-0,041 35	0,222 9	${}^3\text{He}$	75
109,2	0,067 47	-0,538 82	0,210 43	0,260 10	${}^3\text{He}$	60
126,5	-0,041 38	-0,140 67	0,332 40	0,208 9	${}^3\text{He}$	45
144,6	-0,370 40	-0,032 66	0,315 43	0,112 9	${}^3\text{He}$	30

Таблица 16  
Анализирующие способности реакции  ${}^2\text{H}(\vec{d}, n){}^3\text{He}$  при 140 кэВ

$\theta$ , град	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб.}} \text{ град.}$
22,2	-0,513 40	0,104 64	-0,065 32	-0,039 13	${}^3\text{He}$	150
34,5	-0,531 39	-0,021 61	-0,225 38	-0,023 12	${}^3\text{He}$	135
47,4	-0,482 31	-0,205 50	-0,213 25	-0,004 10	${}^3\text{He}$	120
61,0	-0,310 31	-0,214 52	-0,345 25	0,050 9	${}^3\text{He}$	105

Окончание табл. I6

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
75,5	-0,059 29	-0,371 51	-0,245 25	0,105 9	$^3\text{He}$	90
91,0	0,086 29	-0,437 51	-0,073 28	0,196 8	$^3\text{He}$	75
107,6	0,068 25	-0,403 44	0,169 26	0,240 7	$^3\text{He}$	60
125,2	-0,135 31	-0,274 54	0,310 33	0,223 8	$^3\text{He}$	45
143,7	-0,371 32	-0,073 53	0,257 34	0,127 9	$^3\text{He}$	30

Таблица I7

Анализирующие способности реакции  $^2\text{H}(\vec{d},n)^3\text{He}$  при 175 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
21,4	-0,557 36	-0,082 58	-0,081 28	-0,034 11	$^3\text{He}$	150
33,4	-0,546 31	-0,021 47	-0,124 30	-0,015 10	$^3\text{He}$	135
45,9	-0,420 31	-0,099 50	-0,316 33	0,003 10	$^3\text{He}$	120
59,3	-0,292 28	-0,178 47	-0,309 24	0,034 9	$^3\text{He}$	105
73,8	-0,047 26	-0,290 45	-0,299 26	0,136 8	$^3\text{He}$	90
89,4	-0,184 33	-0,276 56	-0,124 22	0,197 7	$^3\text{He}$	75
106,12	-0,102 25	-0,021 41	0,119 24	0,273 7	$^3\text{He}$	60
124,0	-0,087 29	-0,110 50	0,223 31	0,206 7	$^3\text{He}$	45
142,9	-0,336 35	0,057 57	0,252 28	0,143 10	$^3\text{He}$	30

Таблица I8

Анализирующие способности реакции  $^2\text{H}(\vec{d},n)^3\text{He}$  при 205 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
20,8	-0,470 32	0,027 52	-0,110 27	+0,044 12	$^3\text{He}$	150
32,4	-0,480 32	-0,054 53	-0,121 30	-0,001 11	$^3\text{He}$	135
44,8	-0,516 30	-0,052 48	-0,329 20	0,002 10	$^3\text{He}$	120
58,1	-0,314 49	-0,139 82	-0,311 21	0,031 10	$^3\text{He}$	105
72,4	-0,175 30	-0,118 52	-0,313 20	0,118 9	$^3\text{He}$	90
88,1	0,083 29	-0,227 51	-0,142 28	0,223 7	$^3\text{He}$	75
105,0	0,011 27	-0,234 46	0,045 23	0,287 7	$^3\text{He}$	60
123,1	-0,098 31	-0,197 53	0,256 30	0,255 8	$^3\text{He}$	45
142,3	-0,299 30	-0,114 50	0,226 25	0,173 8	$^3\text{He}$	30

Таблица 19

Анализирующие способности реакции  ${}^2\text{H}(\vec{d},n){}^3\text{He}$  при 240 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
20,1	-0,629 30	-0,053 47	-0,121 22	-0,027 6	${}^3\text{He}$	150
31,5	-0,560 30	0,065 48	-0,170 30	-0,058 11	${}^3\text{He}$	135
43,6	-0,526 31	0,012 113	-0,310 21	-0,023 9	${}^3\text{He}$	120
56,7	-0,327 22	-0,166 36	-0,293 19	0,012 8	${}^3\text{He}$	105
71,0	-0,148 24	-0,090 42	-0,317 21	0,102 8	${}^3\text{He}$	90
86,7	0,095 28	-0,065 48	-0,208 17	0,211 8	${}^3\text{He}$	75
103,7	-0,004 22	-0,046 37	-0,003 20	0,255 7	${}^3\text{He}$	60
122,1	-0,170 16	-0,065 28	0,100 21	0,205 6	${}^3\text{He}$	45
141,6	-0,367 24	-0,076 40	0,174 22	0,146 7	${}^3\text{He}$	30

Таблица 20

Анализирующие способности реакции  ${}^2\text{H}(\vec{d},n){}^3\text{He}$  при 280 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
30,4	-0,594 29	-0,000 39	-0,167 20	0,003 7	${}^3\text{He}$	135
42,3	-0,553 30	0,046 73	-0,328 21	0,012 7	${}^3\text{He}$	120
55,2	-0,426 130	-0,117 86	-0,340 22	0,016 7	${}^3\text{He}$	105
69,5	-0,237 14	0,013 22	-0,298 22	0,083 4	${}^3\text{He}$	90
85,2	-0,017 15	0,142 26	-0,242 16	0,195 5	${}^3\text{He}$	75
102,4	-0,035 23	0,162 39	-0,068 21	0,294 7	${}^3\text{He}$	60
121,0	-0,103 31	0,085 53	0,124 21	0,286 7	${}^3\text{He}$	45
140,9	-0,246 48	-0,023 81	0,186 30	0,166 9	${}^3\text{He}$	30
153,8	-0,328 23	-0,112 35	0,094 22	0,101 7	${}^3\text{He}$	20

Таблица 21

Анализирующие способности реакции  ${}^2\text{H}(\vec{d},n){}^3\text{He}$  при 320 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_x$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
29,5	-0,427 31	-0,081 48	-0,157 14	-0,051 8	${}^3\text{He}$	135
41,0	-0,430 19	-0,066 28	-0,221 11	-0,012 5	${}^3\text{He}$	120
53,8	-0,332 24	0,066 40	-0,319 15	0,003 7	${}^3\text{He}$	105
68,1	-0,230 19	0,095 31	-0,321 17	0,070 7	${}^3\text{He}$	90



Окончание табл. 21

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_x$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
83,9	-0,148 20	0,246 34	-0,229 19	0,169 7	$^3\text{He}$	75
101,2	-0,010 18	0,268 32	-0,011 17	0,260 7	$^3\text{He}$	60
120,1	-0,238 24	0,130 40	0,126 20	0,262 7	$^3\text{He}$	45
140,2	-0,426 33	0,080 53	0,177 20	0,185 7	$^3\text{He}$	30
154,3	-0,324 21	0,006 32	0,179 22	0,110 7	$^3\text{He}$	20

Таблица 22

Анализирующие способности реакции  $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$  при 370 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
47,9	-0,435 28	-0,012 44	-0,246 12	-0,006 6	$^3\text{He}$	110
56,8	-0,328 23	0,240 40	-0,238 12	-0,012 6	$^3\text{He}$	100
66,4	-0,280 21	0,177 36	-0,312 13	0,077 6	$^3\text{He}$	90
76,8	-0,131 37	0,319 64	-0,313 17	0,146 8	$^3\text{He}$	80
87,9	-0,066 28	0,400 48	-0,202 18	0,251 8	$^3\text{He}$	70
99,8	-0,079 46	0,474 80	-0,165 26	0,289 9	$^3\text{He}$	60
112,4	-0,135 36	0,202 62	0,119 25	0,270 8	$^3\text{He}$	50
125,7	-0,205 19	0,387 34	0,166 13	0,204 6	$^3\text{He}$	40
139,5	-0,254 19	0,005 31	0,180 16	0,173 5	$^3\text{He}$	30
152,1	-0,282 17	-0,106 28	0,191 17	0,114 6	$^3\text{He}$	20

Таблица 23

Анализирующие способности реакции  $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$  при 420 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
46,4	-0,267 30	-0,132 45	-0,236 20	0,014 6	$^3\text{He}$	110
55,3	-0,218 38	-0,036 63	-0,275 23	0,033 7	$^3\text{He}$	100
64,9	-0,209 32	0,137 54	-0,322 15	0,046 6	$^3\text{He}$	90
75,3	-0,173 22	0,256 38	-0,282 19	0,106 6	$^3\text{He}$	80
86,5	-0,130 20	0,449 35	-0,240 15	0,231 6	$^3\text{He}$	70
98,5	-0,055 25	0,364 44	-0,150 15	0,315 6	$^3\text{He}$	60
111,3	-0,069 24	0,348 42	0,075 17	0,338 7	$^3\text{He}$	50
124,7	-0,200 26	0,178 42	0,156 14	0,277 7	$^3\text{He}$	40

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
138,8	-0,193 20	-0,015 30	0,133 14	0,181 5	$^3\text{He}$	30
151,6	-0,495 36	-0,021 46	-0,082 180	0,122 7	$^3\text{He}$	20

Таблица 24

Анализирующие способности реакции  $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$  при 485 кэВ

$\theta$ , град.	$A_{zz}$	$A_{xx-yy}$	$A_{xz}$	$A_y$	Частица	$\theta_{\text{лаб}}$ , град.
44,7	-0,331 80	0,206 130	-0,297 32	-0,012 10	$^3\text{He}$	110
53,4	-0,266 38	0,036 53	-0,299 17	-0,013 9	$^3\text{He}$	100
63,0	-0,197 34	0,169 55	-0,290 15	0,056 8	$^3\text{He}$	90
73,4	-0,146 26	0,312 45	-0,367 16	0,110 7	$^3\text{He}$	80
84,8	-0,161 27	0,267 48	-0,249 14	0,219 6	$^3\text{He}$	70
96,9	-0,147 19	0,406 33	-0,133 17	0,278 6	$^3\text{He}$	60
109,9	-0,149 24	0,366 42	0,031 16	0,320 7	$^3\text{He}$	50
123,6	-0,362 248	0,275 59	0,164 20	0,274 8	$^3\text{He}$	40
137,9	-0,247 22	0,006 32	0,140 24	0,187 6	$^3\text{He}$	30
151,0	-0,412 30	-	-	0,079 6	$^3\text{He}$	20

## Список литературы

1. Meyerhof W.E., Tombrello T.A. Energy levels of light nuclei  $A=4$ . - Nucl. Phys., 1968, v. A139, p.1-58.
2. Fiarman S., Meyerhof W.E. Energy levels of light nuclei  $A=4$ . - Ibid., 1973, v. A206, p. 1-64.
3. Fick D., Fleischman R., Graw G. Angular distribution of the  $D(d, ^3\text{H})p$  - reaction with a polarized deuteron beam. - Proc. of the Second Int. Symp. on Polarization Phenomena of Nuclei. Karlsruhe, 1965, p.357.
4. Christ H.A., Brown L. Triplet-singlet transitions in the  $D(d, p)^3\text{H}$ -reaction. - Nucl. Phys., 1966, p.473-475.
5. Petitjean C., Huber P., Paetz H., gen. Schieck, Striabel H.R.  $D(d, p)^3\text{H}$  - Reaktion mit polarisierten Deuteronen. - Helv. Phys. Acta, 1967, v.40, p.401-413.
6. Адысевич Б.П., Полунин Ю.П., Фоменко Д.Е. Реакция  $D(d,p)^3\text{H}$  на поляризованных дейтронах. - Ядерная физика, 1967, т.5, с.713-717.
7. Адысевич Б.П., Антоненко В.Г., Кузнецов Д.А. и др. Исследование реакции  $D(d, p)^3\text{H}$  с поляризованным пучком дейтронов. - Ядерная физика, 1968, т.8, с.267-273.
8. Steinberg R.I., Drake C.W., Bonar D.C. Measurement of polarization effects in the  $^2\text{H}(d, p)^3\text{H}$  reaction at 140 keV. - Phys. Rev., 1969, v.186, p. 1059-1068.
9. Jeltsch K., Huber P., Jannet A., Striabel H.R.  $D(d,p)^3\text{H}$  - Reaktion mit polarisierten Deuteronen unterhalb 500 keV. - Helv. Phys. Acta, 1970, v.43, p.279-295.
10. Paetz H., gen. Schieck, Huber P., Petitjean C., Rudin H., Striabel H.R.  $D(d,n)^3\text{He}$  - Reaktion mit polarisierten Deuteronen. - Ibid., 1967, v. 40, p.414-435.

И. Адьясевич Б.П., Антоненко В.Г., Фоменко Д.Е. Исследование реакций  ${}^2\text{H}(\vec{d}, p){}^3\text{H}$  и  ${}^2\text{H}(\vec{d}, n){}^3\text{He}$  с поляризованным пучком дейтронов. Измерение анализирующих способностей. - Ядерная физика, 1981, т.33, с.601-610.

Статья поступила в редакцию 25 декабря 1982 г.

УДК 539.172.12

СИСТЕМАТИКА ВЫХОДОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ДЛЯ ТОЛСТОЙ МИШЕНИ  
ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 22 МэВ

П.П.Д м и т р и е в

SYSTEMATICS OF NUCLEAR REACTIONS YIELDS FOR THICK TARGET OF AT 22 MeV PROTON ENERGY. The paper presents the yields of nuclear reactions of various types for a thick target at irradiating chemical elements by 22 MeV energy protons. All in all there are 185 meanings of reaction yields of the types  $pn, p2n, ppn, p(pn+2n), p3n, pd, p2p, pdn...$  To obtain the reaction yields meanings the author has employed his previously published yields of radioactive nuclides for the thick target at  $E_p = 22$  MeV. The procedure of obtaining the meaning of the main reaction yield in the formation of radionuclides by several reaction is being discussed. The paper gives a brief outlook on some peculiarities of the obtained results and their utilization in practical applications.

В работе [1] представлено 188 значений экспериментальных выходов 140 радиоактивных нуклидов при облучении толстых мишеней из различных химических элементов протонами с энергией 22 МэВ; указаны также реакции получения радионуклидов:  $pn, p2n, ppn, p(pn+2n), p2p, p3n, p\alpha, p\alpha n, \dots$  Большое число приведенных в работе [1] данных по выходам нуклидов позволяет сравнить выходы реакций различного типа и выходы реакций одного типа в широкой области масс ядер.

Выход реакции можно определить количеством актов реакции на 1000 бомбардирующих частиц. При получении радиоактивных нуклидов в каждом акте данной реакции образуется атом определенного радионуклида. Если при облучении химического элемента радионуклид образуется только по одной реакции, то выход реакции находят из выхода радионуклида по формуле

$$W = 0,554 Z_a T_{1/2} (B/P_c), \quad (1)$$

где  $W$  - выход реакции, атомов на 1000 частиц;  $Z_a$  - относительный заряд бомбардирующей частицы;  $T_{1/2}$  - период полураспада нуклида, сут;  $B$  - выход радионуклида, МБк/(мкА·ч);  $P_c$  - содержание изотопа-мишени, %. Следующая формула связывает выход реакции со средним по пробегу бомбардирующей частицы эффективным сечением реакции:

$$\bar{\sigma} = 1,66 \cdot 10^3 W(A/B), \quad (2)$$

где  $\bar{\sigma}$  - эффективное сечение, мб;  $A$  - относительная атомная масса элемента;  $B$  - пробег частицы, мг/см<sup>2</sup>. По формуле (1), используя величину  $P_c$ , можно определить выход реакции, как и сечение реакции, для содержания изотопа-мишени, равного 100%.

В настоящей работе большинство значений выходов радионуклидов, приведенных в работе [1], пересчитаны в значения выходов ядерных реакций определенного типа и систематизированы по типам реакций. После отправки в печать работы [1] были измерены выходы восьми радионуклидов:  ${}^{45}\text{Ti}(\text{Sc}), {}^{87}\text{Y}(\text{Sr}), {}^{87}\text{Y}(\text{Zr}), {}^{89}\text{Zr}(\text{Zr}), {}^{91}\text{Nb}(\text{Zr}), {}^{117}\text{Sn}(\text{Sn}), {}^{117}\text{Sb}(\text{Sn}), {}^{193}\text{Au}(\text{Pt})$  при  $E_p = 22$  МэВ (в скобках приведены облучаемые элементы). Эти выходы также пересчитаны в выходы реакций. Результаты расчетов представлены в таблице. Всего определены выходы для 185 реакций (в скобках - число реакций) следующих типов:  $pn$  (59),  $p2n$  (44),  $ppn$  (23),  $p(pn+2n)$  (13),  $p3n$  (13),  $p\alpha$  (7),  $p2p$  (6),  $p\alpha n$  (6),  $p(pn+2p)$  (5),  $p\alpha p$  (6),  $pt$  (5),  $p(t+3n)$  (2),  $p\alpha p$  (1),  $p\alpha 2n$  (1).

Как видно из работы [1] (табл. I, столбец 3), радионуклиды образуются в результате одной или нескольких реакций. Если радионуклид получается по одной реакции, то выход реакции определяется по формуле (1). Например, при облучении меди выход  ${}^{65}\text{Zn}$  равен 0,59 МБк/(мкА·ч), реакция

образования  $^{65}\text{Cu}(pn)^{65}\text{Zn}$ ,  $P_c = 30,9\%$ , выход реакции по формуле (1)  $w = 2,6$  атом/1000 протонов. Реакции, образующие коммулятивный выход, имеют одно и то же ядро-мишень, а выход реакции для них рассчитывается по формуле (1). Например, при облучении германия коммулятивный выход  $^{69}\text{Ge}$  по реакциям  $^{70}\text{Ge}(ppn)^{69}\text{Ge}$  и  $^{70}\text{Ge}(p2n)^{69}\text{As}$  ( $T_{1/2} = 15,2$  мин)  $^{69}\text{Ge}$  равен 61 МБк/(мкА·ч),  $P_c = 20,6\%$ , выход реакции  $^{70}\text{Ge}(p, pn+2n)^{69}\text{Ge}$   $w = 2,7$  атом/1000 протонов.

Очень часто радионуклид образуется по нескольким реакциям, для которых ядрами-мишенями служат различные стабильные изотопы облучаемого элемента. Во многих случаях можно указать реакцию, которая дает наибольший вклад в выход нуклида, и определить ее выход. Выход основной реакции рассчитывается по формуле

$$w_0 = (w_n 100 - w_1 P_1 - w_2 P_2 - \dots) / P_0, \quad (3)$$

где  $w_n$  - полный выход всех реакций (атом/1000 протонов), вычисленный по измеренному выходу радионуклида по формуле (1) при  $P_c = 100\%$ ;  $w_1, w_2, \dots$  - выходы других реакций, дающих меньший вклад в выход радионуклида, атом/1000 протонов;  $P_1, P_2, \dots$  - содержание изотопов-мишеней для других реакций, %;  $P_0$  - содержание изотопа-мишени для основной реакции, %.

Экспериментальные значения  $w_1, w_2, \dots$  неизвестны, поэтому вместо них используются средние значения известных выходов реакций этого типа в данной области масс ядер. Рассмотрим расчет выхода основной реакции по формуле (3) на конкретном примере. В работе [1] (табл. I) указано, что при облучении неодима  $^{143}\text{Pm}$  образуется по реакциям  $pn, p2n, p3n$ :  $^{193}\text{Nd}$  (12,2%) ( $pn$ ),  $^{144}\text{Nd}$  (23,87%) ( $p2n$ ),  $^{145}\text{Nd}$  (8,3%) ( $p3n$ ) (в скобках содержание  $^{143}, ^{144}, ^{145}\text{Nd}$  в природном неодиме), выход  $^{143}\text{Pm}$  составляет 0,59 МБк/(мкА·ч). Из таблицы настоящей работы видно, что в данной области масс ядер выход реакции типа  $p2n$  значительно выше выхода реакций типа  $pn$  и  $p3n$ , а содержание  $^{144}\text{Nd}$  выше, чем  $^{143}\text{Nd}$  и  $^{145}\text{Nd}$ . Поэтому реакция  $^{144}\text{Nd}(p2n)^{143}\text{Pm}$  дает наибольший вклад в выход  $^{143}\text{Pm}$  и является основной. Величину  $w_1 = 0,19$  атом/1000 протонов реакции  $^{143}\text{Nd}(pn)^{143}\text{Pm}$  находим как среднее значение выходов реакции  $pn$  на ядрах  $^{139}\text{La}, ^{154}\text{Sm}, ^{153}\text{Eu}$  из данной таблицы. Аналогично для реакции  $^{145}\text{Nd}(p3n)^{143}\text{Pm}$  используем значения выходов реакции  $p3n$  на  $^{128}\text{Tl}, ^{152}\text{Sm}, ^{170}\text{Er}$ :  $w_2 = 0,32$  атом/1000 протонов. Полный выход всех реакций при получении  $^{143}\text{Pm}$   $w_n = 0,554$  т.е.  $w_n/100 = 0,86$  атом/1000 протонов. Теперь все величины для расчета выхода реакции  $^{144}\text{Nd}(p2n)^{143}\text{Pm}$  по формуле (3) определены:  $w_0 = 3,4$  атом/1000 протонов.

Выходы реакций различных типов для толстой мишени под действием протонов с энергией 22 МэВ

Ядро-мишень	Ядро-продукт	Выход реакции, атом/1000 протонов	Ядро-мишень	Ядро-продукт	Выход реакции, атом/1000 протонов	Ядро-мишень	Ядро-продукт	Выход реакции, атом/1000 протонов
$^7\text{Li}$	$^7\text{Be}$	3,4	$^{66}\text{Zn}$	$^{66}\text{Ga}$	0,56 ор	$^{110}\text{Cd}$	$^{110}\text{In}$	0,33 об*
$^{11}\text{B}$	$^{11}\text{C}$	2,6	$^{69}\text{Ga}$	$^{69}\text{Ge}$	1,4	$^{111}\text{In}$	$^{111}\text{In}$	0,93 об
$^{13}\text{C}$	$^{13}\text{N}$	1,7	$^{72}\text{Ge}$	$^{72}\text{As}$	2,4 ор	$^{114}\text{Cd}$	$^{114}\text{In}$	0,38 ор
$^{18}\text{O}$	$^{18}\text{F}$	3,2	$^{74}\text{Ge}$	$^{74}\text{As}$	1,9	$^{113}\text{In}$	$^{113}\text{Sn}$	1,1 кв*
$^{26}\text{Mg}$	$^{26}\text{Al}$	0,64	$^{76}\text{Ge}$	$^{76}\text{As}$	0,76	$^{120}\text{Sn}$	$^{120}\text{Sb}$	0,12 ор
$^{44}\text{Ca}$	$^{44}\text{Sc}$	0,41	$^{75}\text{As}$	$^{75}\text{Se}$	1,3	$^{122}\text{Sn}$	$^{122}\text{Sb}$	1,0 ор
$^{44}\text{Ca}$	$^{44}\text{Sc}$	1,3	$^{82}\text{Se}$	$^{82}\text{Br}$	0,95	$^{124}\text{Sn}$	$^{124}\text{Sb}$	0,52
$^{45}\text{Sc}$	$^{45}\text{Ti}$	0,62	$^{79}\text{Br}$	$^{79}\text{Kr}$	1,1	$^{121}\text{Sb}$	$^{121}\text{Te}$	0,31 ор
$^{48}\text{Ti}$	$^{48}\text{V}$	2,6 ор*	$^{85}\text{Rb}$	$^{85}\text{Sr}$	1,3	$^{121}\text{Sb}$	$^{121}\text{Te}$	0,47 ор
$^{51}\text{V}$	$^{51}\text{Cr}$	3,1	$^{88}\text{Sr}$	$^{88}\text{Y}$	2,4	$^{123}\text{Sb}$	$^{123}\text{Te}$	0,24
$^{52}\text{Cr}$	$^{52}\text{Mn}$	0,71 ор	$^{89}\text{Y}$	$^{89}\text{Zr}$	0,70	$^{126}\text{Te}$	$^{126}\text{I}$	1,1 ор
$^{54}\text{Cr}$	$^{54}\text{Mn}$	1,2	$^{92}\text{Zr}$	$^{92}\text{Nb}$	0,78 ор	$^{130}\text{Te}$	$^{130}\text{I}$	0,32
$^{55}\text{Mn}$	$^{55}\text{Fe}$	1,5	$^{93}\text{Nb}$	$^{93}\text{Mo}$	0,048	$^{127}\text{I}$	$^{127}\text{Te}$	0,39
$^{56}\text{Fe}$	$^{56}\text{Co}$	1,3 ор	$^{93}\text{Nb}$	$^{93}\text{Mo}$	0,088	$^{133}\text{Cs}$	$^{133}\text{Ba}$	0,17
$^{57}\text{Fe}$	$^{57}\text{Co}$	1,2 ор	$^{103}\text{Rh}$	$^{103}\text{Pd}$	1,1	$^{133}\text{Cs}$	$^{133}\text{Ba}$	0,46
$^{65}\text{Cu}$	$^{65}\text{Zn}$	2,6	$^{107}\text{Ag}$	$^{107}\text{Cd}$	1,0 ор	$^{139}\text{La}$	$^{139}\text{Ce}$	0,34
			$^{109}\text{Ag}$	$^{109}\text{Cd}$	1,0	$^{154}\text{Sm}$	$^{154}\text{Eu}$	0,13

\* Пояснения обозначений "ор", "кв", "об" см. в тексте.

Окончание таблицы

Ядро-мишень	Ядро-продукт	Выход реакции, атом/1000 протонов	Ядро-мишень	Ядро-продукт	Выход реакции, атом/1000 протонов	Ядро-мишень	Ядро-продукт	Выход реакции, атом/1000 протонов
153Eu	153Gd	0,11	202Hg	201Tl	1,7 оп	186W	184mRe	0,088 кв
168Er	168Tm	0,18 оп	203Tl	202mPb	0,18	186W	184gRe	0,78 кв
170Er	170Tm	0,08	206Pb	205Bi	2,1 оп	187Re	185Os	0,93 оп
181Ta	181W	0,082	208Pb	207Bi	1,7	202Hg	200Tl	0,52 кв
184W	184mRe	0,0066 кв	<u>p-pn</u>			204Hg	202Tl	0,34 кв
184W	184gRe	0,13 кв	14N	13N	0,67 оп	203Tl	201Pb	0,21
197Au	197Hg	0,14	27Al	26Al	0,53	205Tl	203Pb	0,50 кв
202Hg	202Tl	0,099 кв	45Sc	44mSc	0,48	<u>p-α</u>		
203Tl	203Pb	0,13 кв	55Mn	54Mn	1,4	14N	11C	1,6 оп
48Ca	47Sc	0,47	59Co	58Co	1,6	16O	13N	0,37 оп
45Sc	44Ti	0,14	65Cu	64Cu	1,2	25Mg	22Na	0,85 оп
56Fe	55Co	0,11	75As	74As	0,35	49Ti	46Sc	0,31 оп
63Cu	62Zn	0,32	85Rb	84Rb	0,13	58Ni	55Co	0,10 оп
68Zn	67Ga	2,6 оп	89Y	88Y	0,25	70Ge	67Ga	0,20 оп
69Ga	68Ge	1,8	93Nb	92mNb	0,12	90Zr	87Y	0,036
72Ge	71As	1,7	103Rh	102mRh	0,14	<u>p-β</u>		
74Ge	73As	2,1 оп	103Rh	102gRh	0,31	25Mg	24Na	0,13 оп
88Sr	87mY	0,072 оп	107Ag	106mAg	0,094	43Ca	42K	0,017 оп
88Sr	87Y	1,8 оп	109Ag	108mAg	0,0072	44Ca	43K	0,0043 оп
89Y	88Zr	0,89	115In	114mIn	0,12	58Ni	57Co	2,4 оп
92Zr	91mNb	0,16	118Sn	117mSn	0,064 оп	61Ni	60Co	0,11 оп
96Zr	95Nb	1,7	127I	126I	0,13	68Zn	67Cu	0,0034
98Mo	97mTc	0,70 оп	133Cs	132Cs	0,062	<u>p(pn+2p)</u>		
102Ru	101mRh	1,9 оп	130Ba	135mBa	0,068	12C	11C	0,28
111Cd	110mIn	0,65 об	151Eu	150mEu	0,16	48Ca	47Ca	0,40
112Cd	111In	2,0 об	153Eu	152Eu	0,22	96Zr	95Zr	0,38
118Sn	117Sb	3,4 оп	197Au	196Au	0,062	116Cd	115Cd	0,12
124Te	123I	2,6 оп	203Tl	202Tl	0,022	204Hg	203Hg	0,064
125Te	124I	2,8 оп	<u>p(pn+2n)</u>			<u>p-αn</u>		
126Te	125I	1,9 оп	19F	18F	1,4	55Mn	51Cr	0,091
136Ba	135La	0,80 оп	23Na	22Na	1,2	62Ni	58Co	0,33 оп
140Ce	139Pr	1,1	52Cr	51Cr	1,1 оп	69Ga	65Zn	0,2
141Pr	140Nd	1,7	56Fe	55Fe	1,6 оп	88Sr	84Rb	0,10 оп
144Nd	143Pm	3,4	58Ni	57Ni	0,39	93Nb	89Zr	0,037
148Sm	147Eu	2,2 оп	66Zn	65Zn	1,9 оп	139La	135mBa	0,057 оп
149Sm	148Eu	1,0 оп	70Ge	69Ge	2,7	<u>p-t</u>		
166Er	165Tm	1,2 оп	76Se	75Se	1,7 оп	9Be	7Be	0,14
168Er	167Tm	1,7 оп	86Sr	85Sr	0,76 оп	51V	49V	0,0068 оп
174Yb	173Lu	2,5 оп	90Zr	89Zr	1,1 оп	58Ni	56Ni	0,011
177Hf	176Ta	0,7 оп	110Cd	109Cd	1,6 оп	59Co	57Co	0,014
178Hf	177Ta	1,5 оп	114Sn	113Sn	1,1 оп	79Br	77Br	0,11
182W	181Re	1,6 оп	140Ce	139Ce	1,1	<u>p(t+3n)</u>		
183W	182mRe	0,52 кв	<u>p-3n</u>			103Rh	101mRh	0,017
183W	182gRe	0,62 кв	115In	113Sn	0,044 кв	209Bi	207Bi	0,21
184W	183Re	1,5 оп	128Te	126I	0,18 кв	<u>p-αp</u>		
194Pt	193Au	1,5 оп	152Sm	150mEu	0,25 оп	51V	47Sc	0,037
195Pt	194Au	1,6 оп	170Er	168Tm	0,52 кв	<u>p-α2n</u>		
196Pt	195Au	0,47 оп	184W	182mRe	0,16 кв	110Cd	105Ag	0,13 оп
201Hg	200Tl	0,81 оп	184W	182gRe	0,31 кв			

Величина выхода основной реакции, рассчитанная по формуле (3), содержит погрешность, обусловленную погрешностью принятых значений  $w_1, w_2, \dots$ . Однако, когда вклад других реакций в выход нуклида невелик, погрешности значений  $w_1, w_2, \dots$  мало влияют на величину  $w_0$ . Если в рассматриваемом примере использовать значения  $w_1$  и  $w_2$ , увеличенные или уменьшенные в 1,5 раза, то выход  $w_0$  будет отличаться всего на 0,1 от величины 3,4, а изменение значений  $w_1$  и  $w_2$  в 2 раза изменит величину  $w_0$  на 0,2.

Оценим вклад реакций  $pn$  и  $p3n$  в выход  $^{143}\text{Pm}$  при значениях  $w_1 = 0,19$  атом/1000 протонов и  $w_2 = 0,32$  атом/1000 протонов. Из формулы (1) получим

$$B = 1,81 W P_C / (Z_A T_{1/2}). \quad (4)$$

Выход  $^{143}\text{Pm}$  по формуле (4) для реакции  $^{143}\text{Nd}(pn)^{143}\text{Pm}$   $B_1 = 0,016$  МБк/(мкА·ч), для реакции  $^{145}\text{Nd}(p3n)^{143}\text{Pm}$   $B_2 = 0,018$  МБк/(мкА·ч), их суммарный выход равен 0,034 МБк/(мкА·ч), что составляет 5,8% полного выхода  $^{143}\text{Pm}$  [0,59 МБк/(мкА·ч)]. Следовательно, когда вклад других реакций в выход нуклида равен примерно 6%, изменение значений  $w_1, w_2$  в 1,5 и даже в 2 раза несущественно изменяет величину выхода основной реакции. Очевидно, когда вклад других реакций в выход радионуклида более значителен, изменение значений  $w_1, w_2$  будет больше влиять на величину выхода основной реакции. Рассмотрим это на примере. При облучении платины  $^{194}\text{Au}$  образуется по реакциям  $^{194}\text{Pt}(pn), ^{195}\text{Pt}(p2n), ^{196}\text{Pt}(p3n)$ , выход  $^{194}\text{Au}$  составляет 78 МБк/(мкА·ч) (работа [1], табл. I). Из таблицы настоящей работы видно, что в этой области масс ядер выход реакции  $p2n$  заметно выше выхода реакций  $pn$  и  $p3n$ . Рассчитаем выход реакций  $^{195}\text{Pt}(p2n)^{194}\text{Au}$  по формуле (3). Для нахождения величин  $w_1$  и  $w_2$  используем данные таблицы настоящей работы. Выход реакции  $^{194}\text{Pt}(pn)^{194}\text{Au}$  определим как среднее значение выхода реакций  $pn$  на  $^{184}\text{W}, ^{197}\text{Au}, ^{202}\text{Hg}$ :  $w_1 = 0,13$  атом/1000 протонов, выход реакции  $^{196}\text{Pt}(p3n)^{194}\text{Au}$  как средний выход реакции  $p3n$  на  $^{187}\text{Re}, ^{202}\text{Hg}, ^{204}\text{Hg}, ^{203}\text{Tl}$ :  $w_2 = 0,47$  атом/1000 протонов. Выход реакции  $^{195}\text{Pt}(p2n)^{194}\text{Au}$  при этих значениях  $w_1$  и  $w_2$  составляет  $w_0 = 1,6$  атом/1000 протонов. При увеличении значений  $w_1$  и  $w_2$  в 1,5 раза выход  $w_0$  уменьшается на 13%, при уменьшении значений  $w_1$  и  $w_2$  в 1,5 раза выход  $w_0$  увеличивается на 8%. Суммарный вклад реакций  $pn$  и  $p3n$  в выход  $^{194}\text{Au}$  при использованных значениях  $w_1$  и  $w_2$  равен 23% выхода  $^{194}\text{Au}$ . При расчете выхода реакции по формуле (3) сначала определяли вклад других реакций в выход радионуклида при используемых значениях  $w_1, w_2, \dots$ . Выход основной реакции рассчитывался в тех случаях, когда вклад других реакций в выход радионуклида не превышал примерно 25%. Можно полагать, что при этом погрешность выхода  $w_0$ , обусловленная погрешностью используемых значений  $w_1, w_2, \dots$ , не превышает 10–15%; это примерно равно погрешности экспериментальных значений выходов радионуклидов [1]. Случаи, когда выход реакции рассчитывался по формуле (3), отмечены в таблице буквами "ор" (основная реакция). В подавляющем большинстве расчетов вклад других реакций был меньше 10%. Выходы, полученные по формуле (3), существенно дополнили данные по выходам реакций.

Рассмотрим еще один способ определения выхода реакций. Если нуклид образуется по двум реакциям, пороги которых сильно отличаются, то в некоторых случаях выход каждой реакции можно найти по кривой зависимости выхода нуклида от энергии протонов. Типичные примеры – экспериментальные кривые выхода  $^{113}\text{Sn}$  [2] и  $^{203}\text{Pb}$  [3] при облучении индия и таллия. В обоих случаях нуклид образуется по реакциям  $pn$  и  $p3n$ . До порога реакции  $p3n$ , равного примерно 18 МэВ, нуклид получается только по реакции  $pn$ ; при энергии протонов больше 18 МэВ наблюдается быстрый рост выхода нуклида за счет реакции  $p3n$ . Экстраполируя кривую выхода нуклида по реакции  $pn$  от  $E_p = 18$  МэВ до  $E_p = 22$  МэВ, находим выход нуклида при  $E_p = 22$  МэВ только за счет реакции  $pn$ . Разность между полным выходом нуклида и выходом по реакции  $pn$  дает выход нуклида по реакции  $p3n$  при  $E_p = 22$  МэВ. По найденным выходам нуклидов в реакциях  $pn$  и  $p3n$  рассчитываются выходы реакций  $pn$  и  $p3n$  по формуле (1). Выходы реакций, определенные этим способом, отмечены в таблице буквами "кв" (кривая выхода). Выход  $^{110}\text{mIn}$  и  $^{111}\text{In}$  в реакциях  $pn$  и  $p2n$  измерен при облучении обогащенных  $^{111}\text{Cd}$  и  $^{112}\text{Cd}$  (обогащение 98%). Выходы этих реакций имеют обозначение "об".

Можно отметить некоторые закономерности в изменении выходов реакций с увеличением атомного номера ядра-мишени: выход реакций  $pn$  уменьшается, а реакции  $p3n$  возрастает с увеличением этого номера. Для реакций  $p2n$  и  $ppn$  выход имеет некоторый максимум, величина выхода реакции  $ppn$  изменяется сравнительно мало. При внимательном рассмотрении таблицы настоящей работы легко найти и другие закономерности, которые можно объяснить, если учесть изменение энергии связи ядер на

нуклонов, величину порогов реакций, роль кулоновского барьера и механизм реакций. Видно также, что выход реакций образования изомеров существенно ниже, что, очевидно, объясняется меньшей вероятностью заселения уровней с более высоким спином в конечном возбужденном ядре. Обращает внимание аномально большой выход реакции  $^{58}\text{Ni}(p,2p)^{57}\text{Co}$ .

Приведенные в таблице значения выходов реакций можно использовать на практике для оценки выходов различных радионуклидов при облучении мишеней протонами с энергией 22 МэВ и при другой энергии протонов. Для оценки выхода радионуклидов при другой энергии протонов можно использовать относительный ход кривых выхода нуклидов для реакций определенного типа, например  $pn$ ,  $p2n$ ,  $ppn$ , в данной области масс ядер. Нормируя относительный ход кривой выхода нуклида к выбранному на основе данных таблицы значению  $W$  при  $E_p = 22$  МэВ, получаем из нормированной кривой значения  $W$  для выбранного типа реакции при  $E_p = 22$  МэВ. Выход радионуклида при полученном значении рассчитывается по формуле (4). Кривые выхода радионуклидов для различного типа реакций с протонами имеются, например, в работах [4].

Предполагается опубликовать систематизированные данные по выходам ядерных реакций для дейтронов с энергией 22 МэВ и  $\alpha$ -частиц с энергией 44 МэВ.

#### Список литературы

1. Дмитриев П.П., Молин Г.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 5(44), с.43.
2. Дмитриев П.П. и др. Атомная энергия, 1975, т.39, с.135.
3. Дмитриев П.П. и др. Там же, 1974, т.38, с.100.
4. Дмитриев П.П. и др. Там же, 1966, т.20, с. 154; т.21, с.52; 1967, т.22, с.310; т. 23, с.61; 1968, т.23, с.278,279; 1969, т.26, с.467; т.27, с.13,125,208; 1970, т.28, с.503; т.29, с.205, 206; 1972, т.32, с.774; 1973, т.34, с.404,405; т.35, с.61; 1976, т.41, с.48,431; 1977, т.42, с.148; 1979, т.46, с.53; 1980, т.48, с.122,402; т.49, с.329; 1982, т.52, с.72; т.53, с.198.

Статья поступила в редакцию 21 марта 1983 г.

УДК 539.1.07

#### АППАРАТНО-ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ РАБОТЫ ПО ОЦЕНКЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ КОНСТАНТ

А.Г.Звенигородский, В.А.Агуреев, И.Б.Дунаев,  
С.А.Дунаева, Г.А.Домтев, В.Н.Матвей, А.Ф.Шаповалов

OPERATION WITH HARDWARE/SOFTWARE COMPLEX FOR NUCLEAR PHYSICAL CONSTANTS EVALUATION. Complex is a set of hardware/software means combined on the base of module principle. Various system configurations complement each other and allow to provide data input to the nuclear-physical complex base and operation with them both off-line and on-line. Convenient digitizing graphical information protocol allows to make automatic data processing practically in full.

Большой объем данных, которые приходится перерабатывать оценщику для получения рекомендованных констант, определяет структуру организации работ по оценке. В работе [1] описывается банк данных, который создан для повышения эффективности труда оценщика. Работа с банком данных немаловажна без реализации взаимодействия человек - машина через машинную графику. Под взаимодействием человек - машина понимается не только аппаратно-программное обеспечение организации поиска и хранения данных в системе банка ядерно-физических констант, но и осуществление удобного и надежного ввода данных в этот банк с различных носителей. При этом, как показывает опыт, существенным моментом является организация сбора данных, представленных в виде графиков и таблиц.

Для обеспечения работ по оценке физик-оценщик должен быть обеспечен следующими возможностями: 1) оцифровки информации, представленной в графической форме, с последующей записью оцифрованных данных на машинный носитель или непосредственно в ЭВМ; 2) визуализации вводимой информации на экране графического дисплея; 3) организации доступа непосредственно к центральному банку данных с местного терминала; 4) автономного режима ввода и просмотра вводимой информации. Программное обеспечение должно включать программы ввода и редактирования вводимых данных и сопутствующей информации, а также программы форматных преобразований. В статье рассматривается организованный по модульному принципу аппаратно-программный комплекс для работ с графической информацией.

#### Аппаратные средства

Исходный набор аппаратных модулей, входящих в систему обработки графической информации, включает (рис. 1):

- акустическое устройство цифрования графиков, устройство звуковое перо (УЗП);
- устройство вывода графической информации на экран ЭЛТ (УВГИ);
- накопитель на магнитной ленте;
- алфавитно-цифровой дисплей, оборудованный приставкой для вывода на экран графического изображения;
- широкодиапазонный скоростной регистратор;
- микро-ЭВМ типа "Электроника ДЗ-28";
- перфоратор ПМ-150.

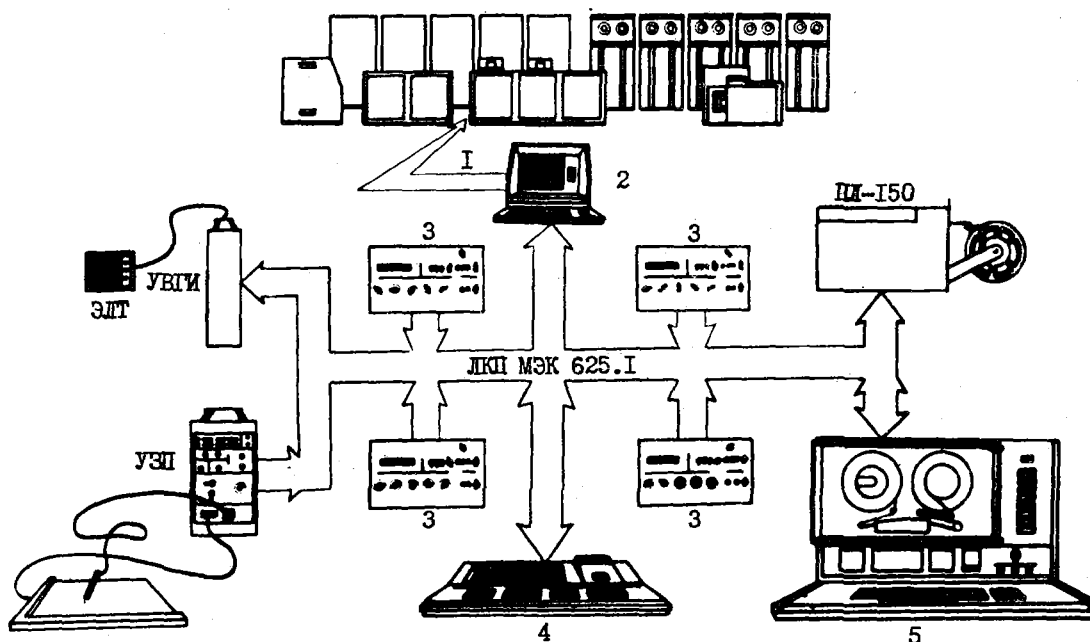


Рис.1. Основной набор аппаратных модулей: 1 - терминальный канал; 2 - видеотерминал с графическим дисплеем (приставка); 3 - регистратор Ф-4М; 4 - микро-ЭВМ "Электроника ДЗ-28"; 5 - модернизированное УИД МИ ЕС-9002

Перечисленные модули объединены в единую систему с помощью линии коллективного пользования (ЛКП) МЭК 625.1 [2]. Выбор в качестве магистрали системы ЛКП МЭК 625.1 обусловлен, во-первых, ее относительной простотой, во-вторых, возможностью построения на ее базе простых бесконтрольных систем типа "только передатчик - только приемник" и, в-третьих, довольно широком распространением, который этот стандарт получает в настоящее время.



---

#### Устройство цифрования графической информации. Устройство звуковое перо (УЗП)

---

Акустическое устройство цифрования графической информации состоит из планшета, на который укладывается или проектируется графическое изображение; искрового пера, генерирующего звуковую волну в точке изображения; блока управления и интерфейсного блока. В момент, когда на кончике пера срабатывает искровой разрядник, начинается заполнение счетчиков X- и Y-импульсами тактового генератора. Момент окончания работы тактового генератора определяется передним фронтом звуковой волны, достигшими линейные микрофоны, расположенные по краям планшета. Чтобы предотвратить наложение низкочастотного звука на полезный сигнал, электрические колебания с микрофонов подаются на усилители с ограниченной полосой пропускания.

После срабатывания быстрых дискриминаторов от крутого переднего фронта колебаний (момент срабатывания дискриминаторов и определяет окончание работы тактового генератора) в счетчиках X и Y формируются числа, пропорциональные расстояниям от разрядника до микрофонов. Полученная координатная пара преобразуется в последовательность из 8-кодовых посылок в кодах КОИ-7 и затем передается в ЛКП 8 байтами. В конце посылки передаются коды символов "перевод строки" и "возврат каретки". Кроме того, предусмотрена передача через ЛКП прибору-приемнику командной информации типа "запись в ОЗУ", "стирание точки", "запись ленточного маркера" и др. Для этой цели служат кнопки управления, выведенные на переднюю панель блока управления УЗП. Размер рабочего поля планшета 350x350 мм, количество точек 1024x1024, инструментальная погрешность  $\pm 0,35$  мм. Интерфейс УЗП выполнен в полном соответствии со стандартом [2] и кроме функции передачи данных может выполнять функцию прерывания.

---

#### Устройство вывода графической информации на экран ЭЛТ

---

Для визуального контроля процесса цифрования графической информации служит устройство вывода графической информации на экран ЭЛТ, которое представляет по сути дела два цифроаналоговых преобразователя, снабженных блоком связи с ЛКП. Входными данными служат повторяющиеся последовательности кодовых посылок, вырабатываемые прибором-передатчиком магистрали, которые несут информацию о координатах высвечиваемых точек. Для отображения выходных аналоговых сигналов может использоваться любое осциллографическое устройство, горизонтальная отклоняющая система которого может управляться внешним генератором, а яркость луча модулироваться внешним сигналом. По мере поступления данных в систему, в состав которой входит УВГИ, контроллер системы может корректировать выводимый на ЭЛТ массив данных и, таким образом, динамически менять изображение.

---

#### Накопитель на магнитной ленте

---

Большой поток графических данных, которые вводятся в банк ядерно-физических констант, а также сравнительно медленный темп их цифровки диктуют определенную специфику обработки, когда может оказаться более целесообразным не прямой ввод информации в ЭВМ, а вывод ее на магнитную ленту или перфоленту.

В качестве накопителя на магнитной ленте использовано стандартное устройство подготовки данных на магнитной ленте (УЦДМЛ) типа ЕС-9002, оснащенное блоком связи с ЛКП. Кроме того, это УЦДМЛ подверглось дополнительной модернизации и позволяет записывать на ленту блоки произвольной длины, а также работать с кодами КОИ-7, которые являются стандартными для данной системы. Устройство ЕС-9002 относительно магистрали может быть как приемником, так и передатчиком, что позволяет кроме вывода на машинный носитель осуществлять обратную операцию, т.е. ввод данных в систему. При этом структура блока связи с ЛКП такова, что буферное запоминающее устройство УЦДМЛ ЕС-9002 может регенерировать свое содержимое на магистраль по командам контроллера, т.е. быть тем самым прибором-передатчиком, который передает информацию в УВГИ для высвечивания ее на экране ЭЛТ.

## Устройство сопряжения комплекса обработки графической информации с ЭВМ

В качестве устройства сопряжения системы, собранной на базе ЛКП с ЭВМ, применяется дисплей, подключенный стандартным образом к ЭВМ и оснащенный блоком связи с ЛКП. Блок связи состоит из мультиплексора и интерфейсных цепей (рис. 2). Коды символов передаются на дисплей и далее в ЭВМ либо с клавиатуры, либо из ЛКП в зависимости от положения управляющего тумблера на клавиатуре. Такое решение позволяет обойтись без разработки специального системного программного обеспечения и воспользоваться стандартным драйвером, который работает с данным терминалом.

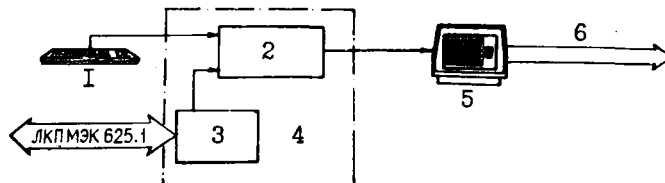


Рис.2. Блок связи дисплея КДЕ 810А860 с ЛКП: 1 - клавиатура; 2 - мультиплексор; 3 - интерфейс; 4 - блок связи с ЛКП; 5 - дисплей; 6 - терминальный канал

Существенно дополняет функциональные возможности такого видеотерминала и придает ему законченный вид с точки зрения обработки графической информации оснащение его графическим модулем, позволяющим выводить на экран наряду с алфавитно-цифровой и графическую информацию. Построен графический модуль по распространенному в настоящее время принципу, когда на экране регенерируется одновременно содержимое двух ОЗУ: алфавитно-цифрового и графического. С помощью специальной управляющей последовательности дисплей переключается в графический режим и воспринимает последующий поток данных из ЭВМ как командную информацию для построения изображения. При этом, как правило, передаются либо координаты отдельных точек экрана, либо координаты начала и конца векторов, которые необходимо высветить. Микропроцессорное устройство управления дисплея производит необходимые преобразования и заполняет графическое ОЗУ. Для перевода в обычный алфавитно-цифровой режим применяется другая управляющая последовательность. Рабочее поле графического раstra 272x240 точек. В качестве исходного используется видеодисплей КДЕ 810А860.

Для обеспечения возможности пользователю программировать свои графические изображения на языках высокого уровня, в частности на языке ФОРТРАН, разработаны специальные подпрограммы, работающие в операционных системах ЭВМ типа СМ3, СМ4.

### Возможные конфигурации системы

Использование магистрально-модульного принципа при построении системы обработки графической информации дало возможность создать несколько взаимно дополняющих друг друга систем при минимальных затратах. Это позволило обеспечить ввод данных в базу ядерно-физических констант и работу с ними в различных условиях (автономно, на линии с ЭВМ и т.п.).

На рис. 3, 4 приведены некоторые из наиболее часто используемых конфигураций. Системы, изображенные на рис. 3,а,б, являются самыми простыми и могут быть использованы там, где поблизости нет ЭВМ с подходящими ресурсами.

В том случае, когда предъявляются повышенные требования к качеству вводимой информации и желательно первичную обработку проводить в автономном режиме (отсутствуют возможности проводить ее на центральной ЭВМ), следует воспользоваться конфигурацией, изображенной на рис.3,в. Возможности первичной обработки вводимой информации обеспечиваются микро-ЭВМ "Электроника ДЗ-28", подсоединенной к ЛКП. В этой схеме можно проводить первичную обработку данных, которые получаются в системах, изображенных на рис. 3,а,б. Там, где есть возможность прямого доступа к ЭВМ, наиболее удобной является конфигурация, приведенная на рис. 4. Эта система позволяет непосредственно без промежуточных носителей вводить графические данные в ЭВМ и оперативно их обрабатывать.

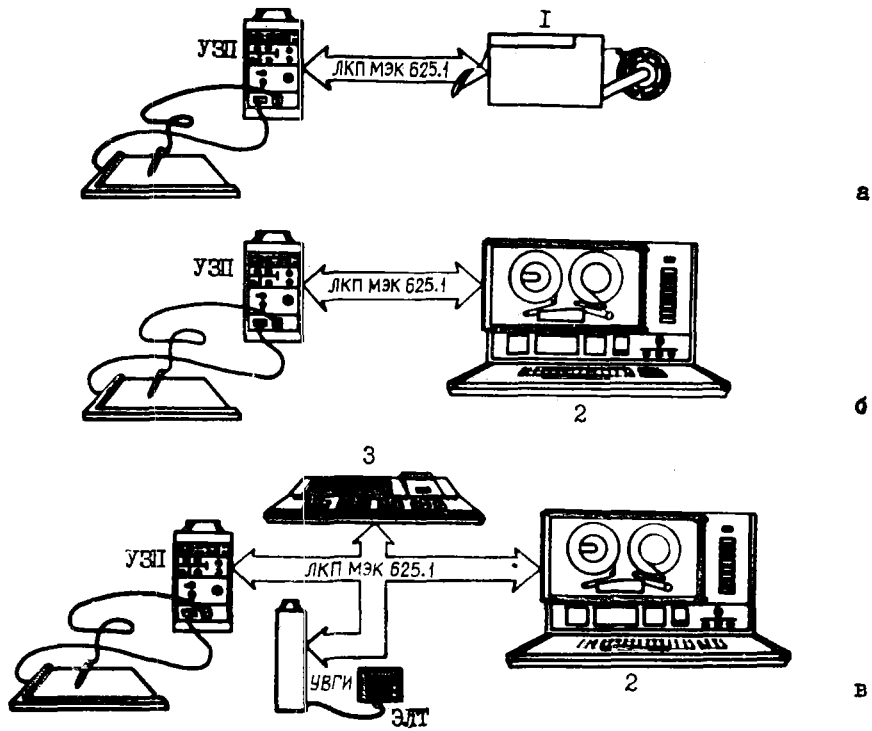


Рис. 3. Автономная система цифрования графической информации с выводом на перфоленду (а), с выводом на магнитную ленту (б), с возможностью визуального контроля и редактирования (в): 1 - перфоратор ПЛ-150; 2 - модернизированное УИД МП ЕС-9002; 3 - микро-ЭВМ "Электроника ДЗ-28"

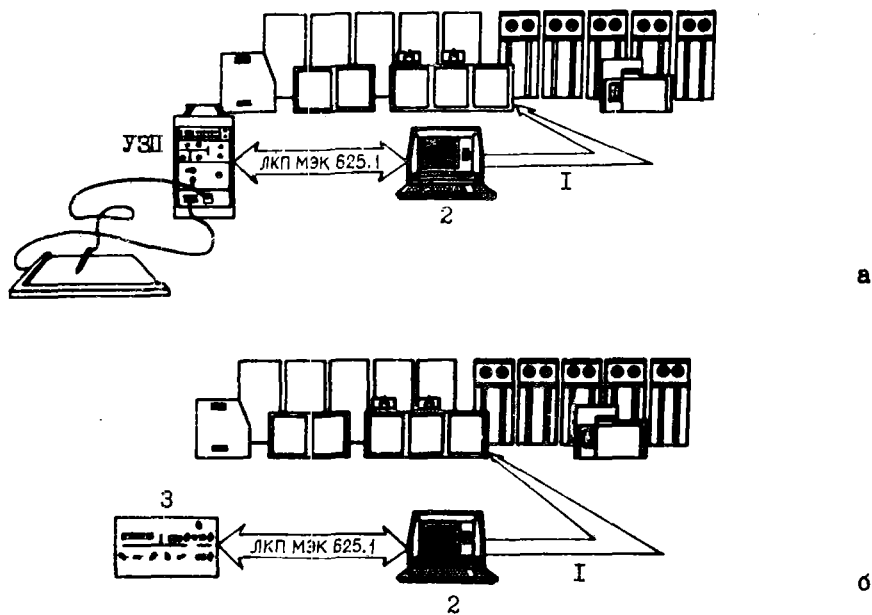


Рис.4. Система ввода графической (а) и экспериментальной (б) информации в ЭВМ с одновременной обработкой и возможностью визуального контроля: 1 - терминальный канал; 2 - видеотерминал КДБ 810А860; 3 - регистратор Ф-4М

Для реализации введения экспериментальных данных в базу непосредственно с регистрирующей аппаратуры применяются конфигурации, изображенные на рис. 4, 6 и 5. На рис. 4, 6 приведена система позволяющая вводить данные из регистратора "Физалка-4М" [3] в ЭВМ через видеотерминал. Массив информации размером 11 кбайт передается в зависимости от способа связи видеотерминала с ЭВМ за время от 2 мин до 10-15 с. На рис. 5 изображена автономная система, позволяющая после эксперимента переписать содержимое ОЗУ всех (до 31) регистраторов в стандартные файлы на магнитной ленте для последующей обработки в ЭВМ. Алгоритм управляющей программы для контроллера системы (микро-ЭВМ "Электроника ДЗ-28") предусматривает многочисленные и эффективные меры против искажения или потерь информации. Кроме того, запись информации может производиться и на кассетный магнитофон, входящий в состав микро-ЭВМ "Электроника ДЗ-28".

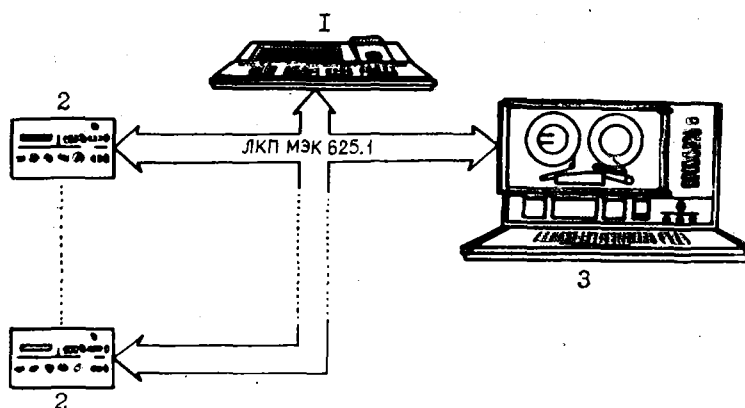


Рис. 5. Автономная система, позволяющая переписать содержимое ОЗУ всех регистраторов в стандартные файлы: 1 - микро-ЭВМ "Электроника ДЗ-28"; 2 - регистратор Ф-4М; 3 - модернизированное УЦДМТ ЕС-9002

### Программные средства

Программное обеспечение системы обработки графической информации состоит из наборов программ: 1) первичной обработки; 2) поиска и записи информации в банк ядерно-физических констант; 3) обработки данных в базе. Последние две группы программ описаны в работе [1]. К программам первичной обработки относятся: программы ввода данных с УЗП с записью в файл, программы редактирования этих данных, программы перевода в физическую систему координат с проведением коррекции различных нелинейных искажений по осям координат и т.п. Одним из главных достоинств, обуславливающих удобство работы оценщика в данной системе, является введение функциональных клавиш, которые дают возможность практически полностью автоматизировать дальнейший процесс первичной обработки графической информации. На планшете функциональные клавиши представляют собой квадраты со стороной в 1 см, сдвинутые несколько в сторону от основного рабочего изображения. При нажатии пера внутри квадрата в выходной файл передается условный код функциональной клавиши. Типы функциональных клавиш:

- BEG - открывающаяся скобка (.
- END - закрывающаяся скобка ).
- LNK - открывающаяся скобка для массива точек, характеризующих направление оси X.
- LNJ - то же самое для оси Y.
- SCX - открывающаяся скобка для массива точек, характеризующих масштаб по оси X.
- SCY - то же самое для оси Y.
- LIN - тип масштаба (линейный).
- LOG - тип масштаба (логарифмический).
- NLN - тип масштаба (нелинейный).

ERX - определяет тип, предшествующий этой клавише точки, как отклонение (ус) по оси X точки, предшествующей точке "ус".  
 ERY - то же самое для отклонения по оси Y.  
 FLG - клавиша-метка. Появление клавиши позволяет увеличивать индекс всех последующих точек на единицу.  
 CLF - сбрасывает значение флага (индекса).  
 NGR - клавиша резервирования места под ввод табличной информации.  
 NSC - появление этого кода означает, что информация о масштабе для той или иной оси отсутствует, используется вместо клавиш SCX или SCY.  
 LAC - клавиша ввода линий амплитудной калибровки.  
 REP - клавиша-метка. Сигнализирует, что предшествующая точка является реперной.

Структура работ по цифрованию совокупности исходных данных может быть кратко описана в условных обозначениях Наура-Бекуса следующим образом:

```

<Работа> ::= = BEG<совокупность графиков> END.

<Совокупность графиков> ::= = <график>
<совокупность графиков>/ <график> NGR /
<совокупность графиков>/ NGR ... NGR.
<График> ::= = BEG <оси> <кривые> END.
<Кривые> ::= = <кривая> <кривые>/
<кривая><масштаб> <кривые> .
<Кривая> ::= =BEG <информация о точка>
END.

<Информация о точка> ::= = <точка>
<информация о точка> / FLG <точка>
<информация о точка> / CLF <точка>
<информация о точка> / <точка><точка>
ERX <информация о точка>/<точка>
<точка> ERY <информация о точка> и т.д.
<Оси> ::= =<направление оси X>
<масштаб X> <направление оси Y>
<масштаб Y> / <направление оси X>
NSC <направление оси Y> <масштаб Y> /
<направление оси X> <масштаб X>
<направление оси Y> NSC/
<направление оси X> NSC <направление оси Y> NSC.

<Направление оси X> ::= = LNX <совокупность
точек> END.
То же для оси Y.
<Масштаб X> ::= = SCX { LIN } (совокупность
LOG (совокупность
NLN точек) END /NSC .
<Масштаб Y> ::= = SCY { LIN } (совокупность
LOG (совокупность
NLN точек) END / NSC.
  
```

Таким образом, графическая информация, введенная согласно описанному выше протоколу, может быть в дальнейшем подвергнута практически полностью автоматизированной обработке с минимальным использованием ручного труда. Результаты оценки ядерно-физических констант, выполненной на данном комплексе, записываются и хранятся в обменном формате типа EXFOR [4].

Список литературы

1. News Letter of the Nea Data Bank. Nuclear Energy Agency, N 25, January, 1981.
2. IEEE.STD 488-1975. IEEE STANDART. Interface for Programmable Instrumentation (Hewlett-Packard Co., Apr. 4, 1975). ГОСТ 23131-80. Средства агрегатные информационно-измерительных систем. Требования к параметрам сечения для радиального и цепочечного соединения средств сбора и формирования данных.
3. Горюшкин С.И., Обшивалов В.А. Ростовцев А.А., Шейн Ю.В. Прибор с автоматическим выбором пределов измерения для регистрации формы однократных сигналов. - Приборы и техника эксперимента, 1977, № 3, с.121.
4. Dunford C.L., Berland R.F., Hubner R.F., Greasy R.J. Score II an Interactive Neutron Evaluation System (Atomics International, Canaga Park, California, March 1, 1969). AI-AEC-12757.

Статья поступила в редакцию 19 января 1983 г.

Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске,  
в Международной системе СИНДА

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (ev)		Page	Comments
S	A				min	max		
H		TOT	KAZ	EXPT	1.0	-7		AKHMETOV+ SIG GVN, TBL
HE	003	TOT	KAZ	EXPT	1.0	-7		AKHMETOV+ SIG GVN, TBL
HE	004	TOT	FEI	EXPT	1.0	-7		AKHMETOV+ SIG GVN, TBL
N	002	TOT	KAZ	EXPT	1.0	-7		AKHMETOV+ SIG GVN, TBL
MG	024	DIN	FEI	EXPT	1.0	-7		ADEL - FAUZI + DIFF SIG (NEUT-E), TBL
MG	024	DEL	FEI	EXPT	1.0	-7		ADEL - FAUZI + DIFF SIG (NEUT-E), TBL
SI	028	DIN	FEI	EXPT	1.0	-7		ADEL - FAUZI + DIFF SIG (NEUT-E), TBL
SI	028	DEL	FEI	EXPT	1.0	-7		ADEL - FAUZI + DIFF SIG (NEUT-E), TBL
S	032	DIN	FEI	EXPT	1.0	-7		ADEL - FAUZI + DIFF SIG (NEUT-E), TBL
S	032	DEL	FEI	EXPT	1.0	-7		ADEL - FAUZI + DIFF SIG (NEUT-E), TBL
AR		TOT	KAZ	EXPT	1.0	-7		AKHMETOV+ SIG GVN, TBL
XE		TOT	KAZ	EXPT	1.0	-7		AKHMETOV+ SIG GVN, TBL
U	233	NU	FEI	EXPT	1.0	4 3.0 6		LAITAI+ TOT, SPEC, GRAPH
U	236	NG	FEI	EXPT	1.5	5 1.1 6		GRUDZEVICH+ SIG (NEUT-E), TBL
PU	239	NU	FEI	EXPT	1.0	4 3.0 6		LAITAI+ TOT, SPEC, GRAPH
PU	239	RES	IJE	EVAL	4.0	0 5.0 1		KON'SHIN+ RES PARAMS, TBL

УДК 539.172.4

СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ  $^{236}\text{U}$  В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 0,15-1,1 МэВ/ О.Т.Грудзевич, А.Н. Давлетшин, А.О. Типунков и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.2(51), с. 3-15.

Описаны экспериментальные и расчетно-теоретические исследования, связанные с измерением сечений радиационного захвата  $^{236}\text{U}$  для быстрых нейтронов. Методом активации с использованием полупроводниковой спектрометрической техники измерены сечения радиационного захвата  $^{236}\text{U}$  для 11 значений энергии нейтронов в диапазоне 0,15-1,1 МэВ. Определены отношения эффективностей регистрации гамма-спектрометра проведено двумя методами: по отношению тепловых сечений и абсолютным методом ( $4\pi\beta\text{-}\gamma$ ) - совпадений, который с использованием образца в виде тонкой пленки применен для  $^{237}\text{U}$  впервые. В результате эксперимента показано, что полученные сечения примерно на 45% ниже, чем ранее принималось по работам [1,2]. Они согласуются с теоретическим расчетом сечения в области исследования, если расчетную кривую нормировать при 5-20 кэВ по данным измерений методом времени замедления. Результаты исследований приводят к необходимости пересмотра существующих оцененных сечений захвата  $^{236}\text{U}$  (рис.4, табл.5, список лит. - 24 назв.).

УДК 539.173.4

ТЕСТИРОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ПАРАМЕТРОВ  $^{239}\text{Pu}$  В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 4 - 50 эВ/ В.А. Коньшин, Г.Б. Мороговский. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. 2(51), с. 15-21.

В работе обсуждаются результаты тестирования резонансных параметров  $^{239}\text{Pu}$  в области энергий 4-50 эВ с использованием экспериментальных данных по функциям пропускания и самоиндикации деления для набора образцов различной толщины. Приводятся откорректированные значения резонансных параметров (табл. 2, список лит. - 9 назв.).

УДК 539.172.4

СПЕКТРЫ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ  $10\text{ кэВ} < E_n < 3\text{ МэВ}$  ПРИ ДЕЛЕНИИ  $^{239}\text{Pu}$  И  $^{235}\text{U}$  ТЕПЛОТЫМИ НЕЙТРОНАМИ/ А. Лайтан, И. Кечкемети, И. Шафар и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. 2(51), с. 22-25.

Методом времени пролета с использованием литиевых стекол  $\text{LiF-912}$  и  $\text{LiF-913}$  в качестве детектора нейтронов и газового сцинтилляционного счетчика осколков измерены спектры мгновенных нейтронов в диапазоне энергий  $10\text{ кэВ} < E_n < 3\text{ МэВ}$  при делении  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{235}\text{U}$  теплотыми нейтронами тангенциального канала реактора ВВРС-М. В тех же условиях измерен спектр мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ . Полученные данные сравниваются между собой и с результатами других авторов (рис. 4, табл. 1, список лит. - 7 назв.).





УДК 539.171.016

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 10 МэВ НА  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$  И  $^{32}\text{S}$ /М. Адель-Фаузи, Г.Фёрч, З.Миттаг и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. 2(51), с. 25-27.

Получены дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на легких четно-четных ядрах  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$ . Измерения проводились методом времени пролета на тандем-ускорителе ЭП-10-1 (табл. 4, список лит. - 4 назв.).

УДК 539.125.162.2

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ С НЕКОТОРЫМИ ГАЗАМИ/ Е.З. Ахметов, Д.К. Каипов, М.М. Кадыенов и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. 2(51), с. 28-31.

Измерены полные сечения взаимодействия ультрахолодных нейтронов с параводородом, водородом,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ , азотом, неона, аргоном, ксеноном при 80 и 300 К. Подтверждается температурная зависимость сечений неупругого рассеяния этих нейтронов. Полные сечения для водорода,  $^4\text{He}$ , неона определяются в основном сечением неупругого рассеяния, а для  $^3\text{He}$ , аргона, ксенона - сечением захвата (рис. 2, табл. I список лит. - II назв.).

УДК 539.173.8

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ В ОЦЕНЕННЫХ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ НА ТОЧНОСТЬ РАСЧЕТА СРЕДНЕГО СЕЧЕНИЯ СМЕСИ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ/И.В.Кравченко, А.С.Кривцов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.2(51), с. 31-36.

Обсуждается влияние исходной библиотеки оцененных данных на величину среднего сечения смеси продуктов деления и формулирование списков потребностей в сечениях радиационного захвата для отдельных изотопов. Расчеты проводились по австралийской библиотеке по сечениям захвата продуктов деления и сравнивались с данными из работ, представленных на совещаниях в Петтене (1977 г.) и Болонье (1979 г.). Отмечается рост во времени среднего сечения захвата смеси продуктов деления, зависимость среднего сечения смеси и списков потребностей от времени облучения и исходной топливной композиции. Данные настоящей работы хорошо согласуются с результатами зарубежных авторов, полученными при тех же условиях. Отличие результатов, полученных по австралийской библиотеке, от аналогичных величин, полученных по современным библиотекам, объясняется существенными различиями в сечениях захвата отдельных изотопов, превышающими требуемые точности сечений (табл.4, список лит.-13 назв.).



УДК 539.173.84+543.53

ОПТИМИЗАЦИЯ БЛОКОВ РЕГИСТРАЦИИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ УСТАНОВКИ АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА НА УРАН И ТОРИЙ/Е.Г.Вертман. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. 2(5), с. 37-39.

Обсуждаются результаты оптимизации высокоэффективных блоков регистрации запаздывающих нейтронов: блока из 20 счетчиков СМ-11 для анализа урана и блока из 20 счетчиков СМ-18 с нейтронным размножителем для анализа тория в горных породах методом запаздывающих нейтронов (табл.3, список лит. - 2 назв.).

УДК 546.799.4

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ  $^{238}\text{Pu}$ /В.В.Овечкин, В.Н.Чесалин, И.А.Шкабура. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. 2(51), с. 39-41.

Для надежного определения абсолютной интенсивности  $\gamma$ -излучения  $^{238}\text{Pu}$  и прежде всего жесткого излучения с энергией 766,4 кэВ проведены измерения активностей двух препаратов  $^{238}\text{Pu}$  с повышенной точностью. В результате измерений потока  $\gamma$ -квантов с энергией 766,4 кэВ с помощью градуированного  $\text{Ge(Li)}$ -детектора и после анализа возможных погрешностей получено значение  $\Gamma_{766,4} = 2,05(14) \cdot 10^{-7}$  квантов/распад. Измерены также интенсивности других жестких квантов и уточнены относительные интенсивности  $\alpha$ -переходов на уровни  $^{234}\text{U}$  высокой энергии (табл.2, список лит. - 9 назв.)

УДК 539.170.015

УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ АНАЛИЗИРУЮЩИХ СПОСОБНОСТЕЙ ЗЕРКАЛЬНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ  $^2\text{H}(\vec{a}, p)^3\text{H}$  и  $^2\text{H}(\vec{a}, n)^3\text{He}$  ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ ДО 0,5 МэВ/Б.П.Адьясевич, В.Г.Антоненко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.2(51), с. 41-57.

Для зеркальных реакций  $^2\text{H}(\vec{a}, p)^3\text{H}$  и  $^2\text{H}(\vec{a}, n)^3\text{He}$  с пучком поляризованных дейтронов при 12 значениях энергии от 60 до 485 кэВ измерены угловые распределения векторных  $A_y$  и тензорных  $A_{zz}$ ,  $A_{xz}$ ,  $A_{xx-yy}$  анализирующих способностей. Результаты для обеих реакций допускают проведение сравнения их между собой, поскольку они получены одним и тем же методом на тонкой мишени и с одной и той же системой детектирования (ассоциированные частицы), т.е. в одинаковых условиях. Результаты представлены подробными таблицами (табл.24, список лит. - 11 назв.)



УДК 539.172.12

СИСТЕМАТИКА ВЫХОДОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ДЛЯ ТОЛСТОЙ МИШЕНИ ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 22 МэВ/П.П.Дмитриев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.2(51), с.57-61.

Представлены выходы ядерных реакций различного типа для толстой мишени при облучении химических элементов протонами с энергией 22 МэВ. Величина выхода реакции определяется количеством актов реакции на 1000 протонов. Всего приведено 185 значений выходов реакций типа  $p_n$ ,  $p_{2n}$ ,  $p_{pn}$ ,  $p(pn+2n)$ ,  $p_{3n}$ ,  $p_{\alpha}$ ,  $p_{2p}$ ,... Выходы систематизированы по типам реакций. Для получения значений выходов реакций использованы опубликованные автором экспериментальные выходы радиоактивных нуклидов для толстой мишени при  $E_p = 22$  МэВ. Обсуждается методика получения значения выхода основной реакции при образовании радионуклида по нескольким реакциям. Кратко рассматриваются некоторые особенности полученных результатов и их использование в практических приложениях (табл.1, список лит. - 4 назв.)

УДК 539.1.07

АППАРАТНО-ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ РАБОТЫ ПО ОЦЕНКЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ КОНСТАНТ/А.Г.Звенигородский, В.А.Агуреев, И.Б.Дунаев и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.2(51), с.61-68.

Рассмотрена система для ввода графической информации в банк ядерно-физических констант. Система представляет собой набор аппаратных и программных средств, объединенных между собой на основе модульного принципа. Разобраны различные конфигурации системы и дается краткое описание отдельных аппаратных модулей. Наличие удобного протокола цифрования графической информации позволяет проводить обработку данных, представленных в графической форме, практически полностью в автоматическом режиме. Дано краткое описание выбранного протокола цифрования графической информации, основанного на использовании набора функциональных клавиш (рис.5, список лит. - 4 назв.).

1 р. 50 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1983, вып. 2(51), с. 1-68